PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 14. 15. Juli 1913. Redaktionsschluß für No. 15 am 12. Juli 1913. 14. Jahrgang.

INHALT:

An unsere Leser! S. 609.

Originalmitteilungen:

V. F. Hess, Über den Ursprung der durchdringenden Strahlung. S. 610.

O. M. Corbino, Magnetooptische Untersuchungen. S. 617.

H. Barkhausen, Ein Demonstrationsmodell für Wellenvorgänge. S. 620.

R. T. Beatty, Ionisationspotential in Gasen. S. 622.

E. Hupka, Über den Durchgang von Röntgenstrahlen durch Metalle. S. 623.

J. Franck, Über den Einfluß der Elektronenaffinität auf die Ladung von Kanalstrahlen. S. 623.

E. Goldstein, Über ein noch nicht beschriebenes, anscheinend dem Helium angehörendes Spektrum. S. 624.

O. Stern, Zur kinetischen Theorie des Dampfdrucks einatomiger fester Stoffe und über die Entropiekonstante einatomiger Gase. S. 629.

A. Korn, Neue mechanische Vorstellungen über die schwarze Strahlung und eine sich aus denselben ergebende Modifikation des Planckschen Verteilungsgesetzes. S. 632.

H. Rein, Ein Beitrag zur Frage der elektrischen Abstimmfähigkeit der verschiedenen radiotelegraphischen Systeme. S. 633.

O. Janzen, Beitrag zu einer Theorie der stationären Strömung kompressibler Flüssigkeiten. S. 639.

J. Koenigsberger, Beziehungen zwischen Lichtemission und elektrischer Leitfähigkeit fester Körper. S. 643.

M. W. Neufeld, Über den Einfluß eines Magnetfeldes auf die Ausflußgeschwindigkeit anisotroper Flüssigkeiten aus Kapillaren. S. 646.

F. Krüger, Über die Viskosität der anisotropen Flüssigkeiten. S. 651.

K. Bergwitz, Die Ablenkung der Rubidiumstrahlen im magnetischen Felde. S. 655.

C. Engler u. H. Sieveking, Bemerkung zu der Mitteilung der Herren Hammer u. Vohsen: „Über die Verwendung des Fontaktoskops zur Bestimmung des Emanationsgehalts von Quellwässern". S. 658.

J. Koenigsberger, Thermokraft des Siliziums. S. 658.

W. Seitz, Bemerkung zu der Arbeit von Győző Zemplén: Schwingungszahl der Röntgenstrahlen und Quantenhypothese. S. 659.

G. H. Livens, Über die Absorption des Lichts durch Wasser. S. 660.

Besprechungen:

J. B. Stallo, Die Begriffe und Theorien der modernen Physik. S. 661.

W. Abendroth, Leitfaden der Physik. II. S. 662.

K. Fuß u. G. Hensold, Lehrbuch der Physik. S. 662.

S. Arrhenius, Das Werden der Welten. S. 662.

P. Volkmann, Die Eigenart der Natur und der Eigensinn des Monismus. S. 662.

O. Hermes, Elemente der Astronomie und mathematischen Geographie. S. 663.

F. Bidlingmaier, Kurvensammlung von erdmagnetischen Variationen. S. 663.

F. Bidlingmaier, Übersicht über die Tätigkeit des Erdmagnetismus. 1911 II. 1912 I. S. 663.

R. Ochs, Einführung in die Chemie. S. 663.

P. Münch, Lehrbuch der Physik. I. S. 664.

K. Arndt, Die Bedeutung der Kolloide für die Technik. S. 664.

C. Engler, Über Zerfallsprozesse in der Natur. S. 664.

Personalien. S. 664.

Gesuche. S. 664.

An unsere Leser!

Mit der heutigen Nummer übernimmt Herr Dr. Hans Busch, Göttingen, Friedländerweg 61, die Redaktion der Physikalischen Zeitschrift. Er tritt damit an die Stelle von Herrn Prof. Dr. F. Krüger in Danzig, der mit Rücksicht auf seine sonstigen Verpflichtungen den Wunsch hat, sich von der mühevollen Tätigkeit zu entlasten.

In einer Zeit, wo Umfang und Tempo der wissenschaftlichen Produktion sich in so lebhaft aufsteigender Linie bewegen, ist die Stellung des Redakteurs einer wissenschaftlichen Zeitschrift keine leichte. Die dauernde Spannung zwischen der Fülle des angebotenen oder darzubietenden Stoffes und dem durch die Rentabilität der Zeitschrift begrenzten Druckraume zwingt zu einer außergewöhnlich scharfen Sichtung und Auslese, einer zeitraubenden, verantwortungsvollen und sehr delikaten Tätigkeit. Die vier Jahrgänge, die aus Herrn Prof. Krügers Redaktionsführung hervorgegangen sind, bilden ein schönes Zeugnis, wie gut er es verstanden hat, allen Anforderungen gerecht zu werden und das Niveau der Physikalischen Zeitschrift zu erhalten und zu steigern. Sein Name hat damit in der Geschichte unserer Zeitschrift für alle Zeiten einen ehrenvollen Platz.

Wir bitten unsere Mitarbeiter und Leser, das Vertrauen, das Prof. Krüger sich erworben hatte, auch auf seinen Nachfolger zu übertragen.

Die Herausgeber

E. Riecke. H. Th. Simon.

Der Verleger

S. Hirzel.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über den Ursprung der durchdringenden Strahlung[1]).

Von V. F. Hess.

Wenn man auf dem Standpunkte steht, daß die uns bekannten γ-strahlenden radioaktiven Substanzen die ausschließliche Quelle der an der Erdoberfläche allseits beobachteten durchdringenden Strahlung sind, so muß man endlich auch die Frage aufwerfen, ob diese Substanzen der Menge ihres Vorkommens nach auch wirklich imstande sind, den beobachteten Gesamtstrahlungseffekt hervorzubringen.

An der Erdoberfläche sind die Verhältnisse kompliziert, da man dreierlei Faktoren berücksichtigen muß: 1. die radioaktiven Substanzen in der Erde, 2. den radioaktiven Beschlag der Erdoberfläche und 3. die γ-strahlenden Zerfallsprodukte der Emanationen in der Luft. Da man den zweitgenannten Faktor nicht genau kennt, so lassen sich die Berechnungen nur mit einiger Reserve anstellen.

Eine exakte Berechnung läßt sich jedoch für den Fall ausführen, wo der drittgenannte Faktor allein wirksam ist, d. h. in der freien Atmosphäre für solche Höhen, in welchen die Wirkung der γ-Strahlung der Erde bereits praktisch gleich Null anzunehmen ist.

Für diese Höhen (über 1000 m) liegen auch schon genügend viele Beobachtungen der durchdringenden Strahlung vor: A. Gockel[2]) hat bei zwei Ballonfahrten im Jahre 1911 in Höhen bis zu 2800 m keine merkliche Abnahme der Strahlung mit der Höhe finden können. Nach Anbringung einer Korrektur wegen Dichteänderung der Luft in dem Strahlungsapparat ergab sich sogar eine schwache Zunahme der Strahlung gegenüber den am Erdboden beobachteten Werten. Auch ich[3]) habe zahlreiche Messungen der durchdringenden Strahlung im Freiballon ausgeführt, und zwar mit zwei luftdicht geschlossenen Wulfschen Apparaten verbesserter Konstruktion.

In Höhen von 1000—3000 m liegen von mir 17 Einzelmessungen von je einstündiger Dauer vor, aus denen mit Sicherheit zu erschließen ist, daß der Wert der Strahlung in diesen Höhen wieder ziemlich genau gleich groß ist wie am Erdboden. Diese Messungen sollen nun als Basis der Berechnungen benutzt werden.

1) Ausführlichere Mitteilung vgl. Sitz.-Ber. d. Wiener Akad. d. Wiss., 5. Juni 1913.

2) Diese Zeitschr. **12**, 595, 1911.

3) Diese Zeitschr. **13**, 1084, 1912 und Sitz.-Ber. d. Wiener Akad. d. Wiss. **121**, 2001—2032, 1912.

Bei einer Fahrt, die bis 5350 m führte, konnte ich von 3000 m aufwärts eine sehr deutliche Zunahme der Strahlung mit der Höhe simultan an drei Apparaten konstatieren, welche in der Maximalhöhe den enormen Betrag von 20—24 Ionen/ccm/sec erreichte. In 3000 bis 4000 m betrug die Zunahme ca. 4 Ionen. Letzteres Resultat wurde inzwischen nach einer kürzlich erschienenen Mitteilung Gockels[1]) von Direktor Kleinschmidt bei Fesselballonaufstiegen in 3400 m Höhe vollkommen bestätigt.

Da die von mir gefundene Strahlungserhöhung in 5000 m auf Grund der radioaktiven Theorie nicht erklärt werden kann und weitere Messungen in dieser Höhe vielleicht als wünschenswert erachtet werden, so soll im folgenden vorläufig von dieser Strahlungserhöhung über 3000 m ganz abstrahiert und nur die genügend zahlreichen Messungen in Höhen von 1000 bis 2000 m als Grundlage benutzt werden.

Denken wir uns einen Meßapparat, z. B. einen Wulfschen Strahlungsapparat, in mindestens 1000 m Höhe, so werden auf ihn nur die γ-Strahlen der radioaktiven Substanzen in der Luft wirken (die Erdstrahlung ist in dieser Höhe bereits unwirksam). Wegen der kurzen Lebensdauer der Thoriumemanation bleiben auch deren Zerfallsprodukte wohl im wesentlichen auf die unmittelbare Nähe der Erdoberfläche beschränkt. Es genügt also, wenn wir den *RaC*-Gehalt der Luft als alleinige Strahlungsquelle ansehen.

Ferner wollen wir im Einklang mit den gegenwärtigen Ansichten über die Vertikalzirkulation der Atmosphäre annehmen, daß der *RaC*-Gehalt der Luft innerhalb der ersten Höhenkilometer der Atmosphäre ziemlich konstant ist. Wenn in dieser Höhe der Gehalt geringer wäre, würden unsere Schlüsse a fortiori gelten.

Die Wirkung einer punktförmigen γ-Strahlenquelle I_0 nimmt mit der Entfernung r ab nach dem Gesetz

$$I = I_0 \cdot \frac{e^{-\lambda r}}{r^2},$$

wobei λ den Absorptionskoeffizienten der γ-Strahlen in Luft bedeutet. Dieser ist experimentell von mir[2]) und später von Chadwick[3]) nach zwei verschiedenen Methoden genügend übereinstimmend ermittelt worden.

Die γ-Strahlenwirkung wollen wir, wie üblich,

1) Arch. de Genève **35**, 396—397, 1913.

2) Diese Zeitschr. **12**, 998, 1911 und Sitz.-Ber. d. Wiener Akad. d. Wiss. **120**, 1205—1212, 1911.

3) Le Radium **9**, 200—202, 1912.

als Ionisierungsstärke angeben (Zahl der pro ccm. und sec. erzeugten Ionen). Nennen wir ferner ϱ die Menge von RaC im ccm der Luft, ausgedrückt in Gleichgewichtsmengen von Radium oder Emanation (Curie). Die Wirkung der γ-Strahlung der RaC-Teilchen innerhalb einer Kugelschale vom Radius r und der Dicke dr auf einen in dem Zentrum dieser Kugelschale gedachten Strahlungsapparat ist dann gegeben durch den Ausdruck:

$$dQ = K \cdot \frac{4\pi r^2 dr}{r^2} \cdot \varrho \cdot e^{-\lambda r}$$

(K bedeutet hierin einen Proportionalitätsfaktor).

Die Ionisierungsstärke Q, welche der Gesamtwirkung des RaC in der Atmosphäre auf den in 1000 m befindlichen Apparat entspricht, erhalten wir durch Integration von $r = 0$ bis $r = \infty$, also

$$Q = 4\pi\varrho K \cdot \int_0^\infty e^{-\lambda r} dr = \frac{4\pi\varrho K}{\lambda}.$$

Die Konstante K bedeutet hierbei jene Ionisierungsstärke, welche von den γ-Strahlen von 1 g Radium (Element) im Gleichgewicht mit RaC in der Entfernung 1 cm vom Strahlungsapparat hervorgebracht wird. Diese Zahl wurde von A. S. Eve[1]) zuerst eingeführt („Evesche Zahl") und für freie Luft (d. h. ohne Sekundärstrahlenwirkung der Gefäßwände) möglichst genau bestimmt. Er fand $K = 3{,}74 \cdot 10^9$ Ionen pro ccm und sec ($\varepsilon = 4{,}9 \cdot 10^{-10}$ E.S.E. gesetzt). Für die Rutherfordsche Zahl des Elementarquantums ($\varepsilon = 4{,}65 \cdot 10^{-10}$) umgerechnet ergibt dies $K = 3{,}94 \cdot 10^9$ Ionen pro ccm und sec.

Da wir die Wirkung der Strahlung in einem abgeschlossenen Metallzylinder (Wulfschen Strahlungsapparat), also nicht nur die primäre Ionisation der eingeschlossenen Luft, sondern auch die Ionisation von seiten der Sekundärstrahlen der Wände zusammen beobachten, so dürfen wir die eben erwähnte Evesche Zahl nicht benützen.

Da vielmehr die Sekundärstrahlenwirkung je nach Wandmaterial und Wanddicke variiert, so müssen wir für jeden Wulfschen Apparat speziell diese „spezifische Radiumwirkung" auf den Apparat bestimmen, d. h. die Ionisationswirkung der γ-Strahlen bekannter Radiummengen bei verschiedenen Entfernungen vom Strahlungsapparat messen, um durch Umrechnung auf die Entfernung 1 cm und auf 1 g Ra diese Konstante K zu ermitteln.

In der vorerwähnten Hauptformel kommen außer K noch drei Größen vor: Wenn wir zwei derselben kennen, läßt sich die dritte berechnen. Wir wollen dies in der Weise ausführen, daß wir versuchen, die Raumdichte des RaC in der Luft aus den vorliegenden Daten zu rechnen und diese Werte mit den direkt experimentell (durch Bestimmung des Emanationsgehalts der Luft) erhaltenen Werten zu vergleichen. Wenn das RaC die einzige γ-Strahlenquelle in größeren Höhen ist, so müssen die Werte der Größenordnung nach übereinstimmen.

Der Absorptionskoeffizient der γ-Strahlen in Luft ist bekannt. Unsere Aufgabe gliedert sich demnach in zwei Teile:

1. Bestimmung der Eveschen Zahl K für die Wulfschen Strahlungsapparate, d. h. Eichung dieser Apparate mittels bekannter Radiumpräparate.
2. Bestimmung von Q. Diese Größe bedeutet die Ionisierungsstärke, welche in den Wulfschen Strahlungsapparaten durch die von außen kommende durchdringende Strahlung allein erzeugt wird. Um diese Wirkung Q zu bestimmen, brauchen wir nur den Apparat durch allseitige Umschließung mit genügend dicken Wänden vor der Wirkung äußerer γ-Strahlung abzuschirmen, so die Reststrahlung ermitteln und diese von der im Ballon beobachteten Gesamtstrahlung zu subtrahieren.

I. Eichung der Wulfschen Strahlungsapparate mit Radium.

Bei meinen Messungen im Freiballon benutzte ich zwei luftdicht verschlossene Wulfsche Strahlungsapparate von 3 mm Wandstärke. Apparat 1 hatte 1,597 cm Kapazität und einen Ionisationsraum von 2039 ccm. Apparat 2 hatte 2970 ccm Ionisationsraum und eine Kapazität von 1,097 cm. Der Ionisationsraum hat die Form eines horizontal liegenden Zylinders. Fig. 1 stellt einen horizontalen Durchschnitt

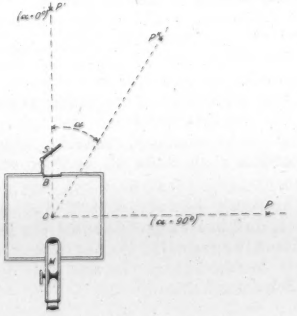


Fig. 1.

[1]) Phil. Mag. (6) **22**, 651, 1911.

eines solchen Apparats dar. Bei Apparat 1 war derselbe quadratisch, bei dem größeren Apparat 2 rechteckig, da die Vergrößerung des Ionisationsraums ohne Änderung der Basisfläche des Zylinders erzielt ist. Bei M ist das Ablesemikroskop mit Okularskala angebracht. Es war mit der schon beschriebenen Verbesserung[1]) versehen. B bedeutet das Beleuchtungsfenster, S den zugehörigen Spiegel.

Da wir bei Berechnung der Wirkung des homogen in der Luft verteilten RaC jede mögliche Lage der Strahlungsquelle relativ zum Apparat berücksichtigen müssen, so ergibt sich von vornherein die Notwendigkeit, mit Radiumpräparaten in bestimmter Entfernung vom Mittelpunkt des Apparats die Wirkung der γ-Strahlen sowohl bei genau seitlich von der Stirnfläche des Strahlungsapparats befindlichem, im Punkte P angebrachten Radiumpräparat, als auch in anderen Lagen P', P'' usw. zu messen. Bezeichnen wir mit α den Winkel, den die Sehrichtung des Mikroskops mit der Verbindungslinie der Mitte des Apparats mit dem Radiumpräparate einschließt, so können wir alle relativen Stellungen des Präparats zum Apparat dadurch studieren, daß wir den Winkel α von 0 bis 90 Grad variieren, d. h. bei konstanter Entfernung ein Radiumpräparat in alle möglichen Stellungen P bis P' bringen und jedesmal den Ionisationseffekt der γ-Strahlung messen. Es genügt, diese Versuche in einer Ebene, am bequemsten in der Horizontalebene, zu machen, da ja bei einem Zylinder alles um die Achse herum symmetrisch ist. Die abschirmende Wirkung der an dem Ionisationsgefäß angebrachten Erhöhungen (Mikroskop, Ladesonde und Schutzrohr für die Fäden) können wir vernachlässigen, da der von ihnen eingenommene Raumwinkel sehr klein ist.

Natürlich mußte die Wirkung eines Radiumpräparats auch in verschiedenen Distanzen vom Strahlungsapparat gemessen werden. Bei den ersten Versuchen, welche in einem Zimmer normaler Größe vorgenommen wurden, ergab sich, daß das Gesetz der Abnahme der Ionisation mit dem Entfernungsquadrat nur innerhalb 0,5 bis 1,5 m erfüllt war. Für größere Distanzen r war das Produkt Ionisation mal Entfernungsquadrat nicht konstant, sondern nahm mit wachsendem r um mehr als 10 Proz. zu.

Es gelang, festzustellen, daß diese Erscheinung hauptsächlich davon herrührte, daß bei Vergrößerung der Distanz die Strahlungsquelle immer näher an die Mauer heranrückte. Es war klar, daß hier eine Sekundärstrahlenwirkung vorlag: es ist ja bekannt[1]), daß alle Körper, welche von γ-Strahlen getroffen werden, selbst sekundäre γ-Strahlen aussenden, welche weicher sind als die primären.

In geschlossenen Räumen müssen daher auch die Mauern Sekundärstrahlen aussenden.

Diese werden den gemessenen Effekt der Primärstrahlung erhöhen. Ich habe diesen Effekt genauer studiert und insbesondere seinen Einfluß auf absolute γ-Strahlenmessungen festzulegen versucht. Darüber gedenke ich in Kürze eine spezielle Abhandlung zu veröffentlichen.

Für die gegenwärtige Untersuchung kam es darauf an, die Wirkung von Radiumpräparaten auf die Wulfschen Strahlungsapparate frei von den erwähnten Sekundärstrahlen der Mauern, des Bodens usw. festzustellen.

Vor allem wurden die Untersuchungen im Freien angestellt, und zwar auf einer freien Dachterrasse von 15×15 m, welche etwa 5 m über dem Niveau des 4. Stockwerks des neuen Physikalischen Instituts in Wien gelegen ist.

Die daselbst erhaltenen, durch die γ-Strahlen bestimmter Radiumpräparate hervorgebrachten Sättigungsstromwerte waren um ca. 20 Proz. geringer als die unter sonst gleichen Bedingungen im Zimmer erhaltenen Werte.

Das Gesetz der Abnahme der Strahlung mit dem Entfernungsquadrate war im Freien in viel weiterem Bereiche gültig.

Nur die Sekundärstrahlung des Bodens machte sich noch schwach bemerkbar. Es zeigte sich nämlich, daß um so mehr Sekundärstrahlen auftreten, je schiefer die primäre Strahlung auftrifft. In Entfernungen von 5—10 m bewirkte dies ein Ansteigen des Produkts ir^2 (Stromstärke mal Entfernungsquadrat) bis zu 3 Proz.

Auch an Holz werden merklich Sekundärstrahlen ausgelöst. Wenn man z. B. den Strahlungsapparat auf ein kleines Hartholztischchen stellt, so ist die γ-Strahlwirkung eines seitlich aufgestellten Radiumpräparats um 1,8 Proz. größer als bei freier Aufhängung des Apparats.

Den Einfluß der „Bodenreflexion", wie wir die Sekundärstrahlung des Bodens kurz nennen wollen, suchte ich durch ein Extrapolationsverfahren zu eliminieren.

Der Strahlungsapparat wurde an einer 2 m langen Leiter seitlich entsprechend frei aufgehängt und in einiger Entfernung davon das Radiumpräparat gestellt. Dann wurde bei ungeänderter Stellung des Präparats zum Strah-

1) Diese Zeitschr. **13**, 1084, 1912.

1) Eve, Phil. Mag. (6) **8**, 669, 1904; Kleeman, ebenda **15**, 638, 1908; Florence, ebenda **20**, 921, 1910.

lungsapparat beide relativ zum Asphaltboden verschoben, im Bereiche von 14 bis 175 cm vom Boden.

Es ergab sich, meinen Vermutungen entsprechend eine starke Vermehrung der Strahlung, je näher der Apparat und das Präparat an den Boden heranrückte, wie auf folgender Tabelle ersichtlich:

Höhe über dem Boden	Strahlung in relativem Maße
29 cm	1,13
57	1,075
88	1,05
118	1,04
175	1,015
extrapoliert auf $h = \infty$	1,00

(Apparat 1, Präparat Standard I 7,695 mg *Ra* in 1 m Distanz).

Die in gewöhnlicher Aufstellung (118 cm) erhaltenen Werte waren also durch 1,04 zu dividieren, wenn der Wert in der freien Luft (ohne Bodenreflexion) erhalten werden sollte. Ähnliche Resultate wurden mit Apparat 2 und mit 2 m Distanz erhalten.

Der Einfluß der relativen Stellung des Präparats zum Apparat wurde durch die schon oben auf S. 612 angedeutete Variation des Winkels α (vgl. Fig. 1) studiert: Die Strahlungsquelle, Standard III mit 30,77 mg *Ra*, wurde zuerst genau seitlich von der Stirnfläche des Apparats 2 ($\alpha = 90^0$) gestellt und bei konstant gehaltener Entfernung vom Strahlungsapparat (2 m) allmählich verschoben. Die folgende Tabelle zeigt, daß in der Stellung $\alpha = 90^0$ der γ-Effekt am größten ist.

Orientierungswinkel α	Sättigungsstrom in Apparat 2 in Volt pro sec
90^0	1,478
87^0	1,405
80^0	1,335
$67{,}5^0$	1,385
45^0	1,455
$22{,}5^0$	1,453
0^0	1,440

Die starke Verminderung bei der kleinen Verschiebung von 90 auf 87^0 dürfte hauptsächlich von den geometrischen Verhältnissen des Apparats bedingt sein. Ein Teil des γ-Strahlenkegels trifft weniger streifend auf die Mantelfläche des Ionisationsgefäßes, ein anderer Teil hat die Messingwand sehr schief zu durchsetzen, daher Abnahme des gesamten Effekts. Da bei weiterer Verschiebung der in Messing durchlaufene Weg wieder kleiner wird, so erfolgt bei $\alpha = 67{,}5^0$ wieder eine Zunahme der Wirkung.

Um den Mittelwert zu finden, der die Wirkung bei beliebiger Stellung des Präparats darstellt, wurden die vorhin angegebenen Werte auf Koordinatenpapier eingetragen, und zwar jedesmal auf unter zugehörigem Winkel α geneigten Radien (Fig. 2). Die Verbindung der

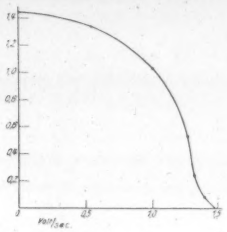


Fig. 2.

Endpunkte gibt einen Kurvenzug, die eingeschlossene Fläche wurde planimetrisch ausgewertet und der Radius eines Kreisquadranten von gleicher Fläche berechnet. Ist die Fläche F, so ergibt sich dann die mittlere Ionisation I_m aus der Beziehung $I_m = \sqrt{\frac{4F}{\pi}}$.

Im speziellen Falle ergab sich $I_m = 1{,}421$ Volt/sec. Um also eine in der Stellung $\alpha = 90^0$ erhaltene Ionisationsmessung auf den Mittelwert zu reduzieren, müssen wir mit dem Faktor

$$c_2 = \left(\frac{I_m}{I_{\alpha=90}}\right) = 0{,}9614$$

multiplizieren.

Ein analoges Verfahren wurde mit dem Apparat 1 ausgeführt. Doch waren hier, da die Asymmetrie des Apparats kleiner ist, die Abweichungen geringer. Es ergab sich

$$c_1 = \left(\frac{I_m}{I_{\alpha=90}}\right) = 0{,}9932.$$

Die Form der Wulfschen Apparate ist für die Erzielung der Sättigung bei größeren Stromstärken nicht günstig. Bei den verwendeten Höchststromstärken von 0,8 Volt/sec bei Apparat 1 und 1,4 Volt/sec bei Apparat 2 war die deswegen erforderliche Korrektur geringfügig (meist unter 1 Proz.), sie wurde durch Aufnahme der vollständigen Sättigungsstromkurve ermittelt.

Zur Bestimmung der Absolutwerte wurden mit beiden Apparaten wieder auf der freien Terrasse γ-Strahlmessungen mit verschiedenen Radiumpräparaten (den Wiener Standardpräparaten I und III mit 7,695 bzw. 30,77 mg *Ra*-Element in Form reinen Chlorids) in 1, 2, 3 m Distanz vom Apparat ausgeführt. An den

direkten Messungen wurden folgende Korrekturen angebracht.

1. Extrapolation auf $h = \infty$ behufs Elimination der sekundären Bodenstrahlung (Division durch 1,04).

2. Reduktion auf Mittelwert bei beliebiger relativer Stellung des Präparats (Korrektionsfaktor bei Apparat 1 $c = 0{,}993$, bei Apparat 2 $c = 0{,}9614$).

3. Korrektur wegen der Absorption der γ-Strahlen in der Glaswand des das Radium umschließenden Röhrchens (Multiplikation mit 1,01).

4. Reduktion auf die bei den Messungen der durchdringenden Strahlung in Wien in Betracht kommenden mittleren Werte von Druck und Temperatur $p = 750$ mm, $t = 15^0$. Die direkt bei $p = 753{,}3$ mm und $t = 25^0$ beobachteten Stromwerte waren demnach mit dem Faktor 1,032 zu multiplizieren.

5. Berücksichtigung der Absorption der γ-Strahlen in der zwischen Apparat und Präparat liegenden Luftschicht. Die Korrektur beträgt für eine Luftschicht von 1 m 4,5 Promille, für 2 m 9 Promille, für 3 m 13 Promille, ist also ganz geringfügig.

Nach Anbringung aller dieser Korrekturen liefern die Beobachtungen die Mittelwerte ($e = 4{,}65 \cdot 10^{-10}$ E.S.E. angenommen):

für Apparat 1

$K_1 = \mathbf{5{,}675 \cdot 10^9}$ Ionen pro ccm und sec,

für Apparat 2

$K_2 = \mathbf{4{,}87 \cdot 10^9}$ Ionen pro ccm und sec.

K bedeutet hier wiederum die Anzahl Ionen im ccm pro sec, welche durch die γ-Strahlen von 1 g Radium (Element) in der Entfernung 1 (gerechnet auf 1 cm) im Wulfschen Strahlungsapparat hervorgebracht wird.

Wie man sieht, ist bei dem kleineren Apparat 1 die spezifische Radiumwirkung etwas stärker.

A. S. Eve[1]) hat in sehr dünnen Aluminiumelektroskopen den Wert $K = 3{,}94 \cdot 10^9$ erhalten. Nimmt man mit Eve an, daß dieser Wert wirklich der reinen Ionisationswirkung in Luft ohne Sekundärstrahlen der Wände entspricht, so kann man sagen, daß bei den Wulfschen Strahlungsapparaten mit ca. 2 und 3 l großem Ionisationsraum die Sekundärstrahlung diesen Wert nur um 44 Proz. bzw. 23,5 Proz. erhöht.

Wenn auch bei Eve die Zahl infolge der Sekundärstrahlung der dünnen Folie noch zu hoch sein mag, so dürfte doch nach den vorstehenden Ergebnissen kaum die Ansicht aufrecht zu erhalten sein, daß die von den γ-Strahlen in geschlossenen Gefäßen erzeugte Ionisation um vielfaches höher sei als in freier Luft.

1) l. c.

II. Abschirmungsversuche.

Diese Versuche wurden in dem Wasser der sogenannten „alten Donau", einem toten Arm des Hauptstroms bei Stadlau (südöstlich von Wien) ausgeführt. Nachdem ein Boot in der Mitte des Stroms verankert worden war, wurden die beiden Apparate nach erfolgter Aufladung und Ablesung mit den Schutzhülsen für Mikroskop und Ablesefenster versehen, fest verschraubt und sodann an einer entsprechend befestigten Kette an den Booträndern in die Tiefe versenkt[1]). An der betreffenden Stelle war die Wassertiefe 3,5 m. Die Apparate waren so allseits mit einer mindestens 1,5 m dicken Wasserschicht umgeben. Nach 8 Stunden wurden sie wieder herausgenommen und rasch abgelesen. In beiden Apparaten zeigte sich eine übereinstimmende Verminderung der Strahlung.

Normal im Mittel aus 80 Stunden fand ich am Klubplatze des K. K. Österreichischen Aero-Clubs, einem weiten, ebenen Rasenplatze im Wiener Prater, folgende Ionisationswerte: In Apparat 1 **16,1** Ionen/ccm sec, in Apparat 2 **11,8** Ionen/ccm sec. Unter Wasser fand ich in Apparat 1 **13,4** Ionen, in Apparat 2 **9,5** Ionen.

Die Verminderung beträgt somit in Apparat 1 $Q_1 = 2{,}7$ Ionen/ccm sec, in Apparat 2 $Q_2 = 2{,}3$ Ionen/ccm sec.

Diese Verminderung ist kleiner, als die meisten Autoren andernorts gefunden haben. Simpson und Wright geben als Ionendifferenz zwischen Festland und offener See 6 Ionen/ccm sec an. Ähnliche Differenzen fanden Wulf, Gockel u. a.

Man könnte vermuten, daß bei meinen Abschirmungsversuchen die Wasserschicht entweder nicht genügend dick war, oder daß sie selbst merklichen Emanationsgehalt bzw. RaC-Gehalt besessen hat. Die erstere Vermutung erledigt sich von selbst, wenn man bedenkt, daß unter Annahme des von Chadwick angegebenen Absorptionskoeffizienten für Wasser 0,047 cm^{-1} (vergl. Rutherford, Radioactive Substances, S. 266) eine $1^1/_2$ m dicke Schicht die ursprüngliche Intensität der γ-Strahlung auf 0,9 Proz. herabsetzen muß. Für die gewöhnliche γ-Strahlung des RaC ist also die Schicht weitaus genügend dick.

Die Stichhaltigkeit der zweiten Vermutung läßt sich durch Anwendung unserer Hauptformel leicht prüfen. Die Formel

1) Der Leitung des städtischen Strandbades „Gänsehäufel" und insbesondere Herrn Bademeister F. Tomitzky bin ich für die freundliche Überlassung aller Behelfe zu Dank verpflichtet.

$$\varrho = \frac{Q\lambda}{4\pi K}$$

muß nämlich für jedes Medium gelten, wenn man genügend dicke Schichten betrachtet, so daß die γ-Strahlung der äußersten Schicht nicht merklich auf den in der Mitte gedachten Meßapparat einwirkt. Setzen wir für Wasser $\lambda = 0{,}047$ (Chadwick), ferner $K = 5{,}675 \cdot 10^9$ für Apparat 1, und für $Q_1 =$ rund 3 Ionen/ccm sec, so folgt, daß der RaC- bzw. Emanationsgehalt des Wassers, der erforderlich wäre, um die ungenügende Abschirmung zu erklären, sein müßte:

$\varrho = 2 \cdot 10^{-12}$ g Ra-Äquivalent pro ccm
$= 5{,}5$ Macheeinheiten.

Ein solcher RaC- bzw. Emanationsgehalt ist natürlich für ein offenes Flußwasser ganz unmöglich.

Es ist daher anzunehmen, daß in Wien die Außenstrahlung wirklich nicht höher ist, als aus den Abschirmungsversuchen gefunden wurde: in Apparat 1 $Q_1 = 2{,}7$, in Apparat 2 $Q_2 = 2{,}3$. Wir wollen diese Werte bei unserer Berechnung zugrunde legen, denn selbst wenn diese Ionendifferenz zu klein gewählt wäre, so würden unsere Schlüsse nur a fortiori gelten.

Das Verhältnis der beiden Werte Q_1/Q_2 ergibt sich zu 1,174. Es ist sehr bemerkenswert, daß dieses Verhältnis fast genau denselben Wert hat, wie das Verhältnis der spezifischen Radiumwirkungen in den beiden Apparaten $K_1/K_2 = 1{,}165$. Dies zeigt, daß die Ergebnisse der Abschirmungsversuche unter sich gut übereinstimmen.

Diskussion über den Ursprung der durchdringenden Strahlung.

Nachdem wir nun die Größen K und Q experimentell bestimmt haben, können wir daran gehen, den RaC-Gehalt der Luft auszurechnen, der erforderlich ist, um die im Ballon in 1000 bis 2000 m Höhe beobachteten Strahlungswerte hervorzubringen.

Die Umkehrung unserer Formel ergibt diesen RaC-Gehalt, ausgedrückt in Gleichgewichtsmengen von Emanation (Curie pro ccm) zu

$$\varrho = \frac{Q\lambda}{4\pi K}.$$

Für Q setzen wir nun die von mir im Ballon wirklich beobachteten Werte ein. Für Apparat 1 fand ich[1]) in 1000—2000 m eine Ionisation von 15,9, in Apparat 2 eine solche von 12,1 Ionen. Zieht man hiervon die bezüglichen Werte der Reststrahlung (in Apparat 1 13,4, in Apparat 2 9,5) ab, so erhält man als Werte der Außenstrahlung im Ballon

$Q_1 = 2{,}5$ Ionen/ccm sec, $Q_2 = 2{,}6$ Ionen/ccm sec.

Somit ergibt sich bei Apparat 1

$$\varrho = \frac{2{,}5 \cdot 4{,}5 \cdot 10^{-5}}{4\pi \cdot 5{,}675 \cdot 10^9} = 1580 \cdot 10^{-18} \frac{\text{Curie}}{\text{cm}^3},$$

bei Apparat 2

$$\varrho = \frac{2{,}6 \cdot 4{,}5 \cdot 10^{-5}}{4\pi \cdot 4{,}87 \cdot 10^9} = 1910 \cdot 10^{-18} \frac{\text{Curie}}{\text{cm}^3};$$

der Mittelwert des Emanationsgehalts, der sich aus drei langen Versuchsreihen von Eve, Satterly und Ashman[1]) nach verschiedenen Methoden ergeben hat, beträgt $83 \cdot 10^{-18} \frac{\text{Curie}}{\text{cm}^3}$.

Dieser ist bei Beobachtungen in der Nähe des Erdbodens in Montreal, bzw. Cambridge und Chicago erhalten worden.

Der RaC-Gehalt der Atmosphäre in 1000—2000 m müßte also, um die von mir im Ballon in dieser Höhe gefundenen mittleren Werte der durchdringenden Strahlung hervorzubringen, etwa 19 bis 23 mal größer sein, als der in der Nähe des Erdbodens durch direkte Emanationsgehaltsbestimmung gefundene RaC-Gehalt.

Wie mir scheint, gibt es keinen Ausweg von dieser überraschenden Schlußfolgerung. Denn diese ist auf die streng gültige Formel $\varrho = \frac{Q\lambda}{4\pi K}$ basiert, in welcher jede einzelne Größe experimentell bestimmt worden ist, und zwar individuell für die vorliegenden Wulfschen Strahlungsapparate.

Von den drei Größen Q, K und λ ist vielleicht noch am wenigsten sicher bestimmt der Absorptionskoeffizient λ. Doch setzen wir anstatt meines Wertes den von Chadwick[2]) ein, so wird unsere Schlußfolgerung nur noch extremer.

Der Fehler bei der Bestimmung von K kann höchstens 5 Proz., bei Q 20 Proz., ebensoviel bei λ betragen. Aber selbst wenn alle diese Fehler im Maximalbetrage sich gerade in günstigsten Sinne summieren würden, so würde die obige Diskrepanz nur auf $^2/_3$ ihres Wertes herabgedrückt werden.

Wir schließen: Wenn der Emanationsgehalt in 1000—2000 m Höhe nicht größer ist, als in der Nähe der Erdoberfläche festgestellt wurde, so können die entsprechenden RaC-Mengen in der Luft nur etwa $^1/_{20}$ des tatsächlich im Ballon gefundenen Effekts der durchdringenden

1) Siehe Mittelwertstabelle diese Zeitschr. **13**, 1089, 1912.

1) Vgl. Eve, Phil. Mag. (6) **21**, 28, 1911.
2) Le Radium **9**, 200, 1912.

Strahlung hervorrufen. Der Hauptteil dieser Strahlung — 95 Proz. — kann nicht von den in der Luft suspendierten *RaC*-Teilchen herrühren.

Endlich sollen auch noch die Verhältnisse an der Erdoberfläche einer Diskussion unterzogen werden.

Hier setzt sich die beobachtete Gesamtstrahlung aus drei Komponenten zusammen: 1. aus der Strahlung der radioaktiven Substanzen in der Erde q_E, 2. derjenigen in der Luft q_L und 3. aus dem Oberflächenbelag q_O. Es ist

$$Q = q_E + q_L + q_O.$$

Die beiden ersten Bestandteile lassen sich berechnen: sie entstammen je einer mit Erdsubstanz bzw. Luft erfüllten Halbkugel, deren Gesamtwirkung auf einen Punkt sich analog ableiten läßt, wie auf S. 611.

Es muß dann, wenn wir für den Augenblick nur die Produkte der Radiumreihe berücksichtigen, die Beziehung gelten

$$q_E = \frac{2\pi\varrho' \cdot K}{\mu}, \qquad q_L = \frac{2\pi\varrho K}{\lambda},$$

wobei ϱ die im ccm vorhandene *RaC*-Menge in der Luft, ϱ' die in der Erde bedeutet.

λ bezeichnet wieder den Absorptionskoeffizienten der γ-Strahlen in Luft, μ den mittleren Absorptionskoeffizienten der Erdsubstanz.

Die von der radioaktiven Oberflächenschicht der Erde herrührende Ionisation q_O ist uns wenig bekannt. Infolge der Wirkung des Erdfeldes müssen sich die positiv geladenen *RaA*-Teilchen, folglich auch die daraus entstandenen *RaC*-Partikel, an der Erdoberfläche anlagern. J. Salpeter[1]) hat eine Theorie dieser Ablagerung entwickelt, aus welcher sich schließen läßt, daß der Oberflächenbelag dem *RaC*-Gehalt von weniger als einer 1 m dicken Luftschicht entspricht. Das Erdfeld wird aber auch — und dies ist meines Wissens noch nicht in Betracht gezogen worden — gerade an der Grenzfläche Erde—Luft die in den Bodenkapillaren besonders reichlich vorhandenen *RaA*-Teilchen an dem Austritt in die Luft hindern. So wird in den obersten Teilen der Bodenkapillaren eine Anstauung von *RaA*—*RaC* entstehen, was vielleicht für die durchdringende Strahlung nicht ohne Einfluß ist. Gleiches gilt für die Produkte der Thoriumemanation.

Wir wollen momentan von diesen schwer abzuschätzenden Einflüssen des radioaktiven Oberflächenbelags absehen und nur den Einfluß der Strahlung der Erdsubstanz und der Luft in Rechnung ziehen.

1) Sitz.-Ber. d. Wiener Akad. d. Wiss. **118**, 1163, 1909 und **119**, 108, 1910.

Wenn wir demgemäß $q = 0$ setzen, so ist

$$q_E = Q - q_L = \frac{2\pi\varrho' K}{\mu}.$$

Benutzen wir den von Eve, Satterly und Ashman gewonnenen Mittelwert des Gehalts der Luft an Radiumemanation $\varrho = 83 \cdot 10^{-18}$ Curie pro ccm, so ist nach Apparat 1

$$q_L = \frac{2\pi\varrho K}{\lambda} = \frac{2\pi \cdot 83 \cdot 10^{-18} \cdot 5{,}675 \cdot 10^9}{4{,}5 \cdot 10^{-5}} =$$
$$= 0{,}066 \text{ Ionen/ccm sec.}$$

Da die Thorprodukte der Atmosphäre in der Nähe der Erdoberfläche höchstens gleichviel ausmachen, müssen wir diesen Wert verdoppeln und nehmen

$$q_L = 0{,}13 \text{ Ionen/ccm sec.}$$

Nach den Beobachtungen in Apparat 1 ist die Gesamtstrahlung mindestens $Q_1 = 2{,}7$ Ionen. Folglich ist

$$Q - q_L = 2{,}57 = \frac{2\pi\varrho' K}{\mu}.$$

Der mittlere Absorptionskoeffizient der γ-Strahlen in der Erdsubstanz, μ, kann aus den Werten von Soddy und Russell[1]) annähernd berechnet werden: diese Autoren finden für Schiefer (Dichte 2,854) $\mu = 0{,}118$. Nehmen wir als mittlere Dichte der obersten Erdschicht (Sand, Lehm, Kies) 1,7, so würde hierfür $\mu = 0{,}07$ zu setzen sein. Setzen wir ferner für K den experimentell in Apparat 1 gefundenen Wert $5{,}675 \cdot 10^9$ Ionen, so folgt, daß der Radiumgehalt der Erdsubstanz

$$\varrho' = \frac{2{,}57 \cdot \mu}{2\pi K} = 5{,}03 \cdot 10^{-12} \text{ g } Ra$$

pro Gramm Erdsubstanz zu setzen wäre[2]).

Nehmen wir ferner mit Eve an, daß die Thorkomponente der durchdringenden Strahlung ebenso groß ist wie die Radiumkomponente, so müssen wir diese Zahl noch halbieren.

Wir müssen also schließen: um den an der Erdoberfläche beobachteten Mindestwert der durchdringenden Strahlung von 2,7 Ionen hervorzubringen, müßte der mittlere Radiumgehalt der Erdsubstanz $2{,}5 \cdot 10^{-12}$ g pro Gramm Erdsub-

1) Siehe Rutherford, Radioactive Substances, S. 264.

2) K. Kurz (diese Zeitschr. **10**, 841, 1909) kommt unter Benutzung längst veralteter Daten für K und Q zufällig zu einer ähnlichen Zahl, doch hatte er die heute wohl nicht mehr diskutable Ansicht, daß der Radiumgehalt der Erdrinde im Mittel wirklich $5 \cdot 12^{-12}$ g pro Gramm Erdsubstanz sei. Auch Strong (diese Zeitschr. **9**, 117, 1908) hat analoge Rechnungen mit heterogenen Resultaten gemacht, doch benutzt sowohl er wie auch Kurz die von Eve für freie Luft bestimmte Zahl K. Es muß besonders betont werden, daß dies unzulässig ist, da bei den Messungen der durchdringenden Strahlung in geschlossenen Gefäßen stets die Sekundärstrahlen der Wände mitwirken, daher auch bei der Bestimmung von K mit berücksichtigt werden müssen, wie es im ersten Teil dieser Abhandlung geschehen ist.

stanz betragen, wobei angenommen ist, daß die Thorkomponente gleichviel zur durchdringenden Strahlung beiträgt wie die Radiumkomponente. Nach den neuesten direkten Gehaltsbestimmungen dürfte jedoch der wirkliche Radiumgehalt der obersten Bodenschichten erheblich, vielleicht zehnmal geringer sein.

Hier, wie bei den zuerst besprochenen Ballonmessungen besteht eine, wie es scheint, unüberbrückbare Diskrepanz zwischen dem aus der durchdringenden Strahlung berechneten und dem direkt beobachteten Radium- bzw. *RaC*-Gehalt.

Wenn nun auch den Berechnungen für den Erdboden wegen der Unsicherheit in der Schätzung der Thoriumkomponente und des radioaktiven Belags der Erdoberfläche keine unbedingt zwingende Beweiskraft zukommt, so finden wir doch in den aus den übereinstimmenden Ballonbeobachtungen von Gockel und mir gezogenen exakten Folgerungen einen deutlichen Hinweis darauf, daß der größte Teil der im Ballon beobachteten Strahlung nicht von den uns bekannten radioaktiven Substanzen herrührt.

Zusammenfassung.

In Höhen über 1000 m ist die von der Erdoberfläche kommende durchdringende Strahlung vollkommen unwirksam. Es wird eine Formel entwickelt, welche die Wirkung der γ-Strahlung der allseitig in der Luft verteilten *RaC*-Teilchen auf einen in dieser Höhe befindlichen Wulfschen Strahlungsapparat darstellt. Um aus der beobachteten Ionisation auf die Menge der vorhandenen *RaC*-Teilchen schließen zu können, muß man noch die spezifische Radiumwirkung auf die Wulfschen Strahlungsapparate bestimmen. Dies geschah durch Messung der von Radiumstandardpräparaten in bestimmter Entfernung von den Strahlungsapparaten hervorgebrachten Ionisation.

Es stellte sich als notwendig heraus, diese Eichungen im Freien zu machen, da in geschlossenen Räumen die primäre γ-Strahlung sehr merklich (um 20 Proz. und mehr) erhöht wird durch die an den Mauern und am Fußboden erzeugten sekundären γ-Strahlen.

Der Einfluß der Sekundärstrahlen des Bodens wurde durch ein Extrapolationsverfahren eliminiert. Da die Apparate nicht allseitig symmetrisch sind, mußte die Eichung bei verschiedenen relativen Stellungen der Radiumpräparate zum Apparat vorgenommen werden.

Durch graphische Integration ergab sich ein Mittelwert, der der Radiumwirkung bei allseitig gleichmäßiger Verteilung der Strahlungsquelle, also den Verhältnissen der freien Atmosphäre entspricht.

Durch Einsenken der Strahlungsapparate unter Wasser wurde ein Mindestwert der von außen kommenden durchdringenden Strahlung gefunden. Die Einsetzung dieser Werte liefert für den *RaC*- bzw. Emanationsgehalt der Atmosphäre Werte von 1,6 bis $1{,}9 \cdot 10^{-15}$ Curie pro cm^3, während der wirklich in der Nähe der Erdoberfläche gefundene Wert im Mittel etwa 20mal kleiner ist.

Da der Emanationsgehalt der Luft in mehr als 1000 m Höhe doch wohl im Mittel nicht größer sein kann als an der Erdoberfläche, so ist zu schließen, daß die *RaC*-Teilchen der Luft nur etwa $^1/_{20}$ der in der Höhe von 1000—2000 m herrschenden durchdringenden Strahlung erzeugen.

Für die Erdoberfläche lassen sich ähnliche, wenn auch weniger exakte Rechnungen anstellen. Der aus dem Werte der durchdringenden Strahlung berechnete Radiumgehalt der obersten Bodenschicht ist mehrfach größer als der direkt beobachtete Wert.

Alle diese Tatsachen deuten darauf hin, daß ein sehr großer Teil der durchdringenden Strahlung nicht von den bekannten radioaktiven Substanzen in der Erde und der Atmosphäre herrührt.

Nachtrag bei der Korrektur:

Die am Anfange dieser Abhandlung erwähnte Erhöhung der durchdringenden Strahlung oberhalb 3000 m konnte in Höhen bis 4100 m bei einer Freiballonfahrt neuerlich bestätigt werden. Hierüber wird in Kürze in dem Sitz.-Ber. der Kaiserl. Akad. d. Wissenschaften in Wien eine Mitteilung erscheinen.

Wien, Institut für Radiumforschung der Kaiserl. Akad. der Wissenschaften, 5. Juni 1913.

(Eingegangen 6. Juni 1913.)

Magnetooptische Untersuchungen.
(Ricerche magnetoottiche.)

Von O. M. Corbino.

1. — Rotationspolarisation der Metalldämpfe eines Funkens.

Die Erscheinung der anomalen Drehung der Polarisationsebene des Lichts in der Umgebung der Absorptionslinien und im Sinne der Kraft-

linien gestattet, das optische Verhalten des Dampfes gegenüber dem Licht, dessen Periode der Eigenschwingungsperiode seiner leuchtenden Zentren sehr nahe kommt, auf die einfachste Weise klar zu legen. Die geringste Spur einer anomalen Dispersion, selbst wenn sie mit den üblichen Versuchsanordnungen schwer nachweisbar ist, zeigt sich nämlich deutlich durch das Auftreten von Licht bei gekreuzten Nicols und unter der Einwirkung des Feldes, und zwar wegen der Rotationspolarisation, die sie zur Folge hat. Mit Hilfe der spektroskopischen Beobachtung kann man dann erkennen, ob es sich um diese Erscheinung handelt oder um ein indirektes Auftreten des inversen Zeeman-Effekts nach der Righischen Anordnung.

Mit Hilfe der mit einer Salzperle gefärbten Bunsenflamme kann man die Untersuchung nur auf die wenigen Metalldämpfe erstrecken, die sich für die Darstellung des Fizeauschen Versuchs über die Umkehrung des Spektrums eignen. So haben wir bereits im Jahre 1898[1]) das Phänomen qualitativ an den Salzen des Natriums, des Lithiums und des Thalliums beobachtet. Später sind dann die wertvollen Messungen von Hallo und Geiger an den Salzen des Natriums, des Lithiums und des Kaliums erschienen.

Es war wünschenswert, die Flamme durch ein Hilfsmittel zu ersetzen, das, selbst wenn es minder einfach wäre, die Untersuchung auf andere Metalldämpfe auszudehnen gestatten würde, die zwar das Zeeman-Phänomen zeigen, aber in der Flamme keine Absorptionslinien liefern.

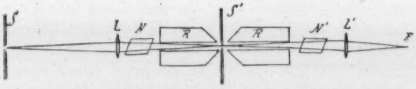
Das Verfahren von Wood (Verdampfung des Metalls in einer rotglühenden Röhre im luftleeren Raum) hat zwar in den Händen seines Erfinders die allbekannten glänzenden Ergebnisse geliefert, ist aber nicht leicht zu handhaben. Auch ist sein Anwendungsgebiet nicht sehr ausdehnungsfähig, da nur sehr wenige Metalle unter diesen Bedingungen ein Absorptionsspektrum liefern.

Der Voltasche Lichtbogen mit den bekannten Kunstgriffen zur Verdampfung von Metallen gestattete Puccianti, in sehr eleganter Weise die Anomalien in der Dispersion in der Nachbarschaft der Linien selbst dann zu beobachten, wenn die Absorption durch das äußere Licht von der Eigenperiode schwer feststellbar war. Aber den in freier Luft brennenden Lichtbogen kann man in einem kräftigen Magnetfelde nicht anwenden, wenn der Bogen mit Gleichstrom gespeist wird. Bei einem Wechselstromlichtbogen aber, selbst wenn es gelingt, ihn in Betrieb zu erhalten, verändern die von dem Felde herrührenden heftigen elektromagnetischen Reaktionen die Dichteverhältnisse und den Erregungszustand des Dampfes außerordentlich schnell. Beispielsweise gelingt es, mit einem Wechselstromlichtbogen zwischen Kohleelektroden, auf denen Chlornatrium angeordnet ist, zwischen gekreuzten Nicols im Gesichtsfelde des Spektroskops das Erscheinen eines großen leuchtenden Gebiets um die D-Linien herum zu beobachten. Aber die für diesen Versuch charakteristischen schwarzen Streifen, welche den Drehungen der Polarisationsebene um ein Vielfaches von 180° entsprechen, verschwinden, weil ihre Lage sich, wie bekannt, mit der Dichte des Dampfes sehr stark ändert, und diese sich nicht nur infolge der Intensitätsschwankungen des Wechselstroms, denen man durch eine stroboskopische Anordnung begegnen könnte, sondern auch wegen des heftigen Erregungszustands, in dem sich der Bogen befindet, beständig verändert.

Wenn nun auch in einem Funken die Dichte sehr veränderlich ist, erkennt man doch leicht, daß die Bedingungen für das Funktionieren beim Funken weit günstiger sind als beim Lichtbogen. Es entsteht mithin der Gedanke, zu untersuchen, ob die Metalldämpfe, die sich im Funken entwickeln, eine merkliche Rotationspolarisation aufweisen. Da die Störung im Zustande des einfallenden Lichts beim Funken nur während der kurzen Dauer der Entladung stattfindet, so ist es klar, daß es mit Licht wie dem Sonnenlicht von beständiger Stärke nicht möglich sein wird, merkliche Wirkungen zu erhalten. Man wird vielmehr zu dem Lichte eines anderen Funkens greifen müssen, der mit dem ersten gleichzeitig ist und daher während der kurzen Zeit, während welcher der der Wirkung des Feldes ausgesetzte Dampf aktiv ist, ein sehr kräftiges Licht auszusenden vermag. Die neue Lichtquelle hat jedoch ein diskontinuierliches Spektrum, und es fehlen die Lichtstrahlen, deren Wellenlänge jener der Absorptionslinien des magnetisierten Dampfes benachbart ist. Wenn somit der erste Funken außerhalb des Feldes steht, so wird der Fall eintreten, daß das einfallende Licht die normale Periode der Linie des Dampfes haben wird, während der der Wirkung des Feldes ausgesetzte Dampf die beiden benachbarten Linien des Zeemanschen Dupletts aussenden wird.

Aber bekanntlich findet noch im Innern des Dupletts eine kräftige magnetische Rotationspolarisation statt. Infolgedessen wird das aus dem ersten Funken stammende Licht den Dampf des zweiten Funkens unter solchen Bedingungen antreffen, die geeignet sind, seine Polarisations-

1) Macaluso e Corbino, Lincei Rend., Nov. 1898.



ebene zu drehen, und das muß man mittels geeigneter Versuchsanordnungen erkennen können.

Wir wollen die vorstehende Figur betrachten, in der die von mir benutzte Versuchsanordnung schematisch wiedergegeben ist. Eine Leidener Flasche wurde durch die Sekundärspule eines mit Gleichstrom gespeisten Induktoriums erregt und durch eine passende Selbstinduktion in zwei hintereinander geschaltete Spinthèrometer S und S' entladen. Diese bestanden aus Metallkügelchen, die in geeigneter Weise verschiebbar waren, und zwar benutzte ich Kadmium, Kupfer und Zink. Das Spintherometer S stand außerhalb des Feldes, und die Linse L entwarf von ihm ein reelles Bild genau an dem Punkte S', wo der andere Funken übersprang.

Zwischen der Linse und S' war ein Nicol N angeordnet, während ein anderes Nicol N' sich auf der anderen Seite des Elektromagnets R befand. Eine zweite Linse L' erzeugte ein reelles Bild von S' auf dem Spalte eines spektroskopischen Apparats mit einem Rowlandschen Gitter.

Wenn bei dieser Anordnung die Hauptschnitte der beiden Nicols parallel gestellt wurden, so gelangte auf den Spalt das Licht beider Funken. Bei gekreuzten Nicols dagegen war bei nicht erregtem Felde nur das Licht des zwischen den Polen angeordneten Funkens zu beobachten. Wenn man unter den letztgenannten Bedingungen das Feld erregte und im Okular eine der Linien beobachtete, so erkannte man deutlich ihre Zerlegung in die beiden Zeemanschen Komponenten, aber man entdeckte keine Spur von Licht an der Stelle der normalen Linie. Es genügte das Nicol N' nur um wenige Grade zu drehen, damit sich das Duplett in ein sehr deutliches Triplett verwandelte. Offensichtlich stammte die mittlere Linie aus dem außerhalb des Feldes angeordneten Funken, da dessen Licht von den jetzt nicht mehr gekreuzten Nicols nicht mehr abgefangen wurde, und die mittlere Linie verschwand auch tatsächlich, so bald man durch eine Blende das von dem ersten Funken kommende Licht zurückhielt. Da nun bei gekreuzten Nicols die mittlere Linie verschwand, und eine Drehung des Nicols N' um wenige Grade genügte, um sie wieder erscheinen zu lassen, so ist damit bewiesen, daß der im Felde angeordnete Funke keine merkliche Drehung der Polarisationsebene des einfallenden Lichts erzeugte, trotzdem dieses in der Phase durch ihn hindurchging, in der die Dämpfe die größte Dichte hatten.

Den negativen Ausgang dieses Versuchs muß man mit der Eigentümlichkeit dieser Metalle in Zusammenhang bringen, auch bei kräftiger Erregung feine Linien zu liefern. Der spärlichen Lichtemission bei den der Eigenwellenlänge des Dampfes benachbarten Wellenlängen wird eine schwache Wirkung auf das äußere Licht mit einer von seiner Eigenperiode wenig verschiedenen Periode entsprechen. Es wird daher auch wenig wahrscheinlich sein, daß sich die übrigen verwandten Effekte, wie die anomale Dispersion und die magnetische Rotationspolarisation, zeigen können.

Bald nach der Veröffentlichung dieser und anderer Versuche im Nuovo Cimento[1]) erschien eine interessante Arbeit von H. Starke und J. Herweg[2]) über magnetische Drehung und inversen Zeeman-Effekt in Quecksilberdampf. Auch für diesen gelangen die Verfasser zu dem Schluß, daß sich keine Spur einer Drehung der Polarisationsebene zeigt, obwohl sich bei einigen Linien deutliche Zeichen des inversen Zeeman-Effekts finden, die sie mit der bekannten Righischen Versuchsanordnung veranschaulichten.

2. — Die Suche nach einer magnetomechanischen Wirkung des Lichts.

Wenn die elektrische Leitfähigkeit der Metalle von den in ihrem Innern frei umherschweifenden Elektronen herrührt, die in ihrer Bewegung durch das äußere elektrische Feld orientiert werden, so muß sich bei der metallischen Reflexion des Lichts ein ähnlicher Ursprung wiederholen. Bekanntlich war es eben dieser Grundgedanke, der Drude bei seinen theoretischen Untersuchungen über die metallische Reflexion leitete und ihm gestattete, über den inneren Mechanismus des Vorgangs sichere Schlüsse zu ziehen, indem er eine andere Elektronenart betrachtete, nämlich Elektronen, die an die Atome gebunden sind und daher eine Eigenschwingungsperiode besitzen.

Die Deutung der metallischen Reflexion durch Elektronen legt die Suche nach einer etwaigen magnetomechanischen Wirkung des Lichts nahe. Wir wollen nämlich eine spiegelnde Metallplatte betrachten und auf diese ein Bündel zirkular polarisierter Lichtstrahlen fallen lassen. Das reflektierte Licht, das denselben Polarisationszustand hat, wird durch die Kreisbewegung der Elektronen erzeugt werden, die durch das rotie-

1) Cim., Dez. 1912.
2) H. Starke u. J. Herweg, diese Zeitschr. 14, 1, 1913.

rende elektromagnetische Feld fortgeführt werden, dem das einfallende Lichtbündel äquivalent ist, und die ihre Kreisbahnen alle in demselben Sinne durchlaufen werden. Dieser Kreisbewegung sämtlicher Oberflächenelektronen würde ein magnetisches Gesamtmoment der Metallscheibe entsprechen müssen, gerade als ob ihre Oberfläche zu einer magnetischen Scheibe geworden wäre. Ein entgegengesetztes magnetisches Moment würde seitens der gleichzeitig vorhandenen positiven Ionen erzeugt werden, die von dem einfallenden Licht in einer Kreisbewegung von entgegengesetztem Sinne entführt werden. Es ist aber sehr unwahrscheinlich, daß die beiden entgegengesetzten Momente einander genau das Gleichgewicht halten können, und daher würde die spiegelnde Scheibe eine orientierende Wirkung seitens eines konstanten Magnetfelds erfahren, wenn sie mit zirkularpolarisiertem Licht beleuchtet wird, gerade wie es mit einer in einem Magnetfeld angeordneten Wismut- oder Antimonscheibe der Fall ist, wenn man sie im Mittelpunkte oder am Umfange erwärmt[1]).

Die vorausgesagte Wirkung, die bei Umkehrung des Drehungssinnes des einfallenden zirkular polarisierten Lichts ihren Sinn wechseln müßte, erschien mir interessant genug, um eine experimentelle Bestätigung zu verdienen. Eine solche habe ich denn auch unter den folgenden Versuchsbedingungen zu geben versucht.

Zwischen den Polen eines großen Elektromagnets vom neuen Weißschen Typus wurde an einem Kokonfaden ein kreisförmiges Glasplättchen aufgehängt, auf das eine spiegelnde Silberschicht niedergeschlagen worden war. Das Glasplättchen wurde vor den Luftströmungen durch ein prismatisches Kästchen geschützt, das an zwei rechteckigen Flächen mit durchsichtigen Fenstern versehen war.

Bei Erregung des Feldes strebte das Spiegelchen infolge der magnetischen Eigenschaften des Glases und des Silbers stark danach, sich einzustellen. Es gelang aber durch geeignetes Tordieren des Aufhängefadens an seinem oberen Ende, das Spiegelchen unter 45° zu den Kraftlinien einzustellen. Nunmehr schickte ich gegen die Metallschicht ein Bündel Sonnenstrahlen, das durch eine Linse konzentriert und danach durch ein Nicol geleitet worden war. Das Licht fiel auf den Spiegel normal zu den Kraftlinien und somit unter einem Einfallswinkel von 45°. Das reflektierte Bündel ging durch den Längskanal des Elektromagnets, fiel dann auf eine Skala und zeigte hier durch seine Verschiebung die geringsten Bewegungen des Spiegelchens an. Nun schaltete ich in den Gang des einfallenden Lichts eine Viertelwellenlängen-Glimmerplatte ein, die in ihrer Ebene drehbar war. Hierdurch hatte ich die Möglichkeit, den Polarisationszustand des Lichtstrahlenbündels auf jegliche Weise zu verändern, ohne seine Stärke zu verändern. Wenn ich nun die Glimmerplatte beliebig orientierte und somit von geradlinig polarisiertem Licht zu rechtsläufig und linksläufig zirkular polarisiertem Licht überging, konnte ich eine merkliche Bewegung des reflektierten Strahlenbündels und mithin des versilberten Glasplättchens nicht feststellen.

Unter denselben Verhältnissen im Magnetfelde, das eine Stärke von 10000 Gauß hatte, zeigte sich deutlich wahrnehmbar ein auf das Spiegelchen wirkendes Kräftepaar durch eine Drehung des Aufhängefadens, wenn dieses Kräftepaar einen Wert von 0,001 Dyne per Zentimeter hatte. Wir können mithin schließen, daß die vorausgesagte magnetomechanische Wirkung, falls sie vorhanden war, kleiner war als der eben genannte Betrag. Um die vorstehenden Angaben zu vervollständigen, will ich noch hinzufügen, daß das Spiegelchen einen Durchmesser von 1 cm hatte, daß die Feldstärke, wie bereits gesagt, 10000 Einheiten betrug, und daß die Intensität des einfallenden Strahlenbündels, unter Berücksichtigung der Schwächungen und der Konzentration in der optischen Versuchsanordnung als einem Transport von ungefähr 2 kleinen Kalorien per cm^2 und per Minute gleichwertig angesehen werden konnte.

Eine quantitative Vorausbestimmung des gesuchten Effekts scheint nicht leicht ausführbar zu sein. Immerhin schien es mir, daß das negative Ergebnis des angestellten Versuchs bekannt zu werden verdiente.

Rom, Physikalisches Institut der Kgl. Universität.

(Nach dem Manuskript aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 26. Mai 1913.)

1) Corbino, Phys. Zeitschr. **12**, 567, 1911.

Ein Demonstrationsmodell für Wellenvorgänge.

Von H. Barkhausen.

(Mit Tafel XXII.)

Durch das Modell läßt sich die Fortpflanzung von Wellenvorgängen, ihre Reflexion an geschlossenen und offenen Enden, die Bildung von Knotenpunkten und stehenden Wellen einem größeren Auditorium direkt vor Augen führen. Es zeichnet sich durch große Einfach-

heit und billige Herstellung[1]), besonders aber dadurch aus, daß es wirklich die theoretischen Verhältnisse der Saiten- und Pfeifenschwingungen wiedergibt und nicht wie die üblichen Modelle mit an Fäden hängenden Kugeln von der Schwerkraft störend beeinflußt wird.

Es besteht aus einem dünnen Draht, auf den in gleichmäßigen Abständen längere Blechstreifen quer aufgelötet sind. Die Streifen sind so ausgerichtet, daß sie in der Ruhelage gerade von der Stirnlage gesehen werden, also ganz schmal erscheinen. Versetzt man dieses Gebilde in Torsionsschwingungen, so erscheinen die Streifen durch ihre Drehung um so größer, je größer die Schwingungsamplitude an der betreffenden Stelle ist. Man erhält dadurch ein vollständiges Bild der ganzen Amplitudenkurve längs des Drahtes, wie die beigefügten Photographien zeigen, die mit Ausnahme der ersten Momentaufnahmen während der Bewegung darstellen. Der Vorgang spielt sich desto langsamer ab, läßt sich also in seinen Einzelheiten um so besser verfolgen, je dünner der Draht und je größer das Trägheitsmoment der Blechstreifen ist. Eine Schwingungsdauer von mehreren Sekunden läßt sich gut herstellen.

Fig. 1 und 2[2]) zeigen den Draht horizontal über einem Brett ausgespannt, das an beiden Seiten senkrechte Stützbretter trägt, woran die Drahtenden befestigt sind. Um das Durchhängen des Drahtes zu vermeiden, kann er ein- oder mehrmal gestützt werden, ohne daß die dadurch bedingte Reibung sich irgendwie störend bemerkbar machte. Zwei aufklappbare, durch zwei Fäden verbundene Bügel an beiden Enden des Grundbrettes dienen zur Dämpfung der Schwingungen. Ein weißer Karton zwischen den Stützbrettern bildet den hellen Hintergrund. Die Blechstreifen können an der Ober- und Unterseite verschieden gefärbt sein, wodurch man noch besser sieht, wie sich benachbarte Bäuche gerade in entgegengesetzter Richtung bewegen, eine Wirkung, die auf der Photographie nicht zu sehen, beim Modell aber besonders wirkungsvoll ist. Die Streifen erscheinen dann zu beiden Seiten eines Knotenpunktes in verschiedener Farbe entsprechend der positiven und negativen Schwingungsamplitude. Bei Fig. 3 und 4 ist das Brett senkrecht auf eins der Stützbretter gestellt. Außerdem ist der Draht am unteren Ende aus seiner Befestigung losgemacht. An diesem freien Ende stellt sich daher bei stehenden Wellen ein Schwingungsbauch her, die Strecke vom Drahtende bis zum nächsten Knotenpunkt ist folglich nur halb so lang, wie die zwischen zwei Knotenpunkten.

Die hier abgebildeten stehenden Wellen kann man etwa bis zur fünften Oberschwingung leicht mit der Hand erregen, indem man den ersten Streifen in entsprechendem Takt ganz wenig hin und her bewegt. Einmal erregt, halten sich die langsamen Schwingungen minutenlang von selbst, da die Dämpfung gering ist. Natürlich kann man sie auch durch eine periodisch wirkende Kraft, am einfachsten durch ein kleines, direkt an dem horizontalen Draht selbst aufgehängtes abgestimmtes Pendel[1]) dauernd unterhalten.

Sehr gut läßt sich auch die Fortpflanzung eines Impulses demonstrieren, am besten an dem senkrechten Modell mit unten offenem Ende. Stößt man den untersten Streifen kräftig an, so dreht sich immer ein Streifen nach dem andern herum, während sowohl die noch nicht verdrehten wie die verdrehten Streifen vollständig in Ruhe verharren. Kommt der Impuls oben an, sind für einen Moment alle Streifen verdreht, aber sofort dreht sich der oberste Streifen zurück, der Impuls wird mit verändertem Vorzeichen reflektiert und läuft wieder nach unten, alle Streifen wieder zurückdrehend. Am unteren offenen Ende findet aber eine Reflexion ohne Vorzeichenwechsel statt. Während der Impuls also nach oben zurückläuft, drehen sich die Streifen nacheinander in der ersten entgegengesetzten Richtung, erscheinen also jetzt schwarz, wenn sie vorher rot waren.

Da die Schwingungen den Pfeifen- oder Saitenschwingungen vollkommen entsprechen, ist das Modell auch zu quantitativen Messungen geeignet. Zum Beispiel ließ sich durch einfaches Abzählen leicht feststellen, daß die Anzahl der Grund- und Oberschwingungen in der Minute bei einerseits offenem Ende sich wie 1:3:5:7:9 verhalten, bei beiderseits festem Ende wie 2:4:6:8:10:12 und daß die Zeit, während der eine Impuls längs des Drahtes einmal hin und her läuft, gleich der der Grundschwingung bei beiderseits festem Ende ist. Weitere Anwendungen, z. B. die am offenen Ende belastete Saite, die einer Antenne für drahtlose Telegraphie mit eingeschalteter Verlängerungsspule entspricht, oder in Analogie zu den elektrischen Leitungen mit verschiedener Charakteristik, die Zusammensetzung zweier

1) Man muß freilich die richtigen Verhältnisse etwas ausprobieren. — Das ca. 2 m lange Modell kann so, wie es in den Figuren abgebildet ist, vom Physiker Carl Warmbach, Dresden-Loschwitz, Wunderlichstr. 1 b, zum Preise von 25 M. bezogen werden.

2) Die Figuren befinden sich auf Tafel XXII.

1) Ein solches wird dem Apparat von Warmbach beigegeben.

Drähte von verschiedener Dicke oder verschieden starker Blechstreifen, die Unterdrückung der Reflexion eines Impulses durch entsprechende Dämpfung des letzten Streifens lassen sich experimentell in leicht zu findender Weise verwirklichen.

Dresden, Institut für Wechselstromtechnik.

(Eingegangen 10. Juni 1913.)

Ionisationspotential in Gasen.

Von R. T. Beatty.

Die zur Ionisation eines Atoms erforderliche Energie, — d. i. die Arbeit, geleistet bei der Abtrennung eines seiner Elektronen und dessen Entfernung ins Unendliche — könnte berechnet werden, wenn man die Verteilung der positiven und negativen Elektrizität im Atom kennen würde. Leider ist unsere Kenntnis von der Konstitution der Atome noch nicht ausreichend für solche Berechnungen in allen Fällen, doch soll an einigen einfachen Beispielen im folgenden der Versuch gemacht werden.

Die einfachsten Bedingungen treffen wir bei einem einatomigen Gas, dessen Moleküle so weit isoliert sind, daß die äußeren Elektronen des Atoms von den benachbarten Atomen unbeeinflußt bleiben. Dies beschränkt uns sogleich auf den Fall der chemisch inaktiven Gase und Quecksilberdampf bei niedrigem Druck.

Ein wertvoller Hinweis auf die Konstitution des Heliumatoms ist gegeben durch die Tatsache, daß ein α-Teilchen eine doppelte positive Ladung hat. Von diesem und anderen experimentellen Resultaten hat Rutherford den Schluß gezogen, daß das Heliumatom aus einem positiven Kern mit einer Ladung $2e$ und zwei Elektronen besteht. Aus der chemischen Analogie der inaktiven Gase dürfen wir den Schluß ziehen, daß die Zahl der äußeren Elektronen für alle diese Gase dieselbe ist, nämlich zwei Elektronen per Atom.

Nehmen wir nun an, wir haben ein Atom, gebaut wie folgt: eine zentrale positive Ladung ne, $n-2$ Elektronen dicht an der positiven Ladung und zwei äußere Elektronen. Für Punkte in der Nähe der Oberfläche dieses Atoms wird dann das Potential dasselbe sein, wie für ein Atom, das nur aus einer $+$-Ladung $2e$ und zwei äußeren Elektronen besteht. Deshalb dürfen wir wohl die Gruppe der inaktiven Gase in dieser vereinfachten Weise darstellen. Der Radius eines Atoms sei nun a, und die beiden Elektronen seien angeordnet an entgegengesetzten Enden eines Atomdurchmessers; dann ist die Arbeit, geleistet bei der Entfernung eines dieser Elektronen ins Unendliche

$$\frac{2e^2}{a} - \frac{e^2}{2a} = \frac{3}{2} \cdot \frac{e^2}{a}.$$

Bedeutet nun V den Potentialfall in Volt, den ein Elektron zu passieren hat, um diese Arbeit zu leisten, so ist

$$\frac{3}{2} \cdot \frac{e^2}{a} = \frac{eV}{300}$$

$$\therefore V = \frac{3}{2} \cdot 300 \cdot \frac{4 \cdot 69 \times 10^{-10}}{a}. \quad (1)$$

Die relativen Werte der Atomradien für die inaktiven Gase sind mit beträchtlicher Genauigkeit gegeben durch die Resultate Rankines (Proc. Roy. Soc. **83**, A, 524). Rankines Versuche wurden an den verschiedenen Gasen mit demselben Apparat und unter gleichen Bedingungen ausgeführt und dürfen als verläßlich betrachtet werden. Als Absolutwerte benutzen wir die aus Viskositätsmessungen abgeleiteten Werte, gegeben von Jeans (Dynamical Theory of Gases, S. 340). Jeans benutzt in seinen Berechnungen den damals gültigen Wert der Avogadroschen Zahl ($N = 4 \times 10^{19}$). Wir ändern sein Resultat ab durch Benützung des modernen Werts ($N = 2{,}75 \times 10^{19}$).

Der Atomradius von Helium ergibt sich daher zu $a = 1{,}09 \times 10^{-8}$ cm.

Tabelle.

Element	Relativer Molekül-Radius	Absoluter Molekül-Radius	V in Volt	
			berechnet	beobachtet
He . . .	1,0	$1{,}09 \times 10^{-8}$	19,4	20,5
Ne . . .	1,19	1,3	16,2	16,0
A . . .	1,68	1,83	11,6	12,0
Kr . . .	1,91	2,08	10,1	—
Xe . . .	2,25	2,46	8,58	—

In der Tabelle sind die Relativwerte der Atomdurchmesser in Spalte 2 gegeben; diese Werte multipliziert mit $1{,}09 \times 10^{-8}$ geben die Absolutwerte in Spalte 3. V ist dann berechnet aus Formel (1). In einer kürzlich erschienenen Arbeit berichten Franck und Hertz (Ber. d. D. Phys. Ges. **15**, 34, 1913) von Versuchen über das Ionisationspotential in Gasen. Ihre Methode besteht in der Bestimmung der Minimumpotentialdifferenz, welche ein Elektron passieren muß, ehe es imstande ist ein Gasmolekül zu ionisieren. Ihre Resultate für *He*, *Ne*, *A* sind in Spalte 5 gegeben.

Die Übereinstimmung ist bemerkenswert. Es ist zu hoffen, daß Experimente an *Kr* und *Xe* bald ausgeführt werden.

Cambridge, Cavendish Laboratory, 1. Juni 1913.

(Eingegangen 4. Juni 1913.)

Über den Durchgang von Röntgenstrahlen durch Metalle.

Von E. Hupka.

(Mit Tafel XXIII.)

Bei Versuchen über den Durchgang von Röntgenstrahlen durch Metalle, die ich zur Prüfung einiger mit dem hier behandelten Gegenstand nur in losem Zusammenhang stehender Fragen angestellt habe, bemerkte ich zu meinem Erstaunen, daß die Photogramme nicht ein einfach geometrisches, durch Diffusion etwas verbreitertes Abbild der den Strahlengang begrenzenden Blende gaben. Vielmehr erkannte man, wenigstens wenn Platin durchstrahlt wurde, eine große Zahl im allgemeinen regellos angeordneter, von dem Bild der Blende radial ausstrahlender Streifen verschiedener Intensität und Länge. Eine solche Aufnahme ist in Fig. 1[1]) wiedergegeben. Benutzt wurde dazu Platinfolie von 0,01 mm Dicke, die mit etwas Klebwachs auf ein etwa 7,5 cm langes Blendenrohr aus Blei mit 4 mm weiter Bohrung aufgekittet war; die Entfernung der Folie von der Platinantikathode betrug etwa 18 cm, von der photographischen Platte etwa 2—3 cm. Die Folie war seiner Zeit für andere Zwecke von Heraeus bezogen worden. Ein Exemplar gab einen auffallend regelmäßigen sechsstrahligen Stern (Fig. 2). Glühte man die Bleche aus, so wurde die Zahl der vorher etwa noch vorhandenen Vorzugsrichtungen unter den Radialstreifen weiter reduziert, und das Auftreten einer Menge intensiver Pünktchen gab der Figur ein gemasertes Aussehen. Solche Aufnahmen mit geglühten Platinblechen von 0,01 bzw. 0,1 mm Dicke zeigen Fig. 3 bzw. 4. Die naheliegende Vermutung, daß die Erscheinung durch den Ausgleich elektrischer Ladungen bedingt ist, die sich unter dem Einfluß der auftreffenden Röntgenstrahlen auf der photographischen Schicht ansammeln, konnte durch den Befund einer Platte widerlegt werden, die unter genau den gleichen Versuchsbedingungen, aber ohne Zwischenschaltung von Platin, exponiert wurde und nicht die geringste Andeutung der oben beschriebenen Figuren erkennen ließ. Auch eine etwa von der Innenwand des Blendenrohrs herrührende Sekundärstrahlung hätte sich bemerkbar machen müssen. Versuche mit Aluminium von 0,1 und 1,0 mm Dicke zeigten ebensowenig wie Eisen von 0,03 mm Dicke einen wahrnehmbaren Effekt. Dagegen erhielt ich mit Gold von 0,1 mm Dicke ähnliche Erscheinungen wie mit Platin, allerdings viel schwächer.

Ob die von Herrn Allen[2]) bei der optischen Durchstrahlung durchsichtiger Kristalle beobachteten Erscheinungen, die vermutlich auf Asterismus beruhen, mit den hier beschriebenen Phänomenen in irgendwelchem Zusammenhange stehen, vermag ich vorläufig nicht zu entscheiden.

Es hat den Anschein, als ob die Streifen bzw. Pünktchen in den Photogrammen von Mikrokristallen in den Metallen herrühren, die vielleicht durch Fluoreszenzstrahlung der Platinantikathode zu Resonanzschwingungen erregt werden. Diese Erregung würde bei Aluminium und Eisen unterhalb der Grenze der Beobachtung liegen, bei Gold dagegen in unvollkommener, bei Platin in vollkommener Resonanz auftreten. Die Erhitzung des Metalls lagert vielleicht die Kristalle um und führt zu einer gleichmäßigeren Verteilung derselben. Möglicherweise ist auch der Herstellungsprozeß des Metalls für das Zustandekommen der Erscheinung von Bedeutung. Das Fehlen derselben bei Aluminium und Eisen wäre dann so zu erklären, daß das zur Erzeugung dieser Metalle angewandte Verfahren die Bildung von Kristallen wenig begünstigt. Indessen muß eine experimentell begründete Erklärung weiteren Versuchen vorbehalten bleiben.

Charlottenburg, Physikalisch-Technische Reichsanstalt, 20. Mai 1913.

(Eingegangen 2. Juni 1913.)

1) Die Figuren befinden sich auf Tafel XXIII.

2) Nature 91, 268, 1913.

Über den Einfluß der Elektronenaffinität auf die Ladung von Kanalstrahlen.

Von J. Franck.

Die Herren Stark, Fischer und Kirschbaum[1]) haben zwei Arbeiten publiziert, die sich neben anderen Fragen auch mit dem Einfluß der Elektronenaffinität oder der Spannungsreihe der Gase auf die Ladung der Kanalstrahlen befassen. Es wird besonders in der in den Annalen der Physik erschienenen Arbeit eine interessante Zusammenstellung von hierher gehörigen experimentellen Daten aus der Literatur gegeben und neue Versuche werden mitgeteilt.

Es ergibt sich, daß in einem elektropositiven reinen Gase, wie *He* oder *Hg*, keine negativen Strahlen auftreten, wenig positive und viel ungeladene Strahlen, daß jedoch der Zusatz eines elektronegativen Gases, wie Jod, das Gleichgewicht so verschiebt, daß jetzt viele positive einfach und mehrfach geladene Teilchen vorkommen; andererseits wird durch Zusatz von elektropositiven Gasen, wie H_2 und *Hg*, in einem Gasgemisch der Anteil der positiven

1) J. Stark, A. Fischer u. H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. 40, 499, 1913; J. Stark u. H. Kirschbaum, diese Zeitschr. 14, 433, 1913.

Strahlen gegenüber dem der negativen herabgedrückt[1]).

Eine Erklärung dieses Verhaltens sehen die genannten Autoren darin, daß, da die Elektronen je nach der größeren oder kleineren Elektronenaffinität kürzer oder länger freibleiben[2]), sie auch verschieden große Möglichkeit haben, durch Wiedervereinigung positive Kanalstrahlen zu neutralisieren. Die durch Zusatz elektronegativer Gase aus den Elektronen sich bildenden negativen Ionen sollen für die Neutralisation der Kanalstrahlen[3]) nicht in Frage kommen.

Über das gleiche Thema habe ich mir seit längerer Zeit eine Ansicht gebildet, die von der eben skizzierten zum Teil abweicht und die ich hier kurz mitteilen möchte, weil sie durch die von Stark beschriebenen Versuche bestärkt wurde und anscheinend auch auf anderen Gebieten sich zu bewähren scheint.

An Stelle der Neutralisation durch freie Elektronen möchte ich die Prozesse beim Zusammenstoß der Strahlen mit den Molekülen für das Wesentliche halten. Denn Wiedervereinigung mit Elektronen kann meines Ermessens keine Rolle spielen, da eine Überschlagsrechnung zeigt, daß selbst bei unwahrscheinlich großen Annahmen über die Zahl der Elektronen im Kubikzentimeter Zusammenstöße zwischen Kanalstrahlen und Elektronen praktisch nicht vorkommen. Außerdem hat auch W. Wien[4]) gezeigt, daß durch Einführen einer großen Zahl freier Elektronen in die Bahn der Kanalstrahlen die Umladungserscheinungen sich nicht ändern, daß vielmehr, wie aus seinen Bestimmungen der freien Weglängen der Kanalstrahlen hervorgeht, Umladungen nur bei Zusammenstößen mit Molekülen zu erfolgen scheinen. Man kann jedoch den offenbar bestehenden Zusammenhang der besprochenen Erscheinungen mit der Spannungsreihe der Gase verstehen, wenn man folgenden Satz als richtig ansieht: Beim Zusammenstoß zweier Moleküle oder Atome, bei dem die kinetische Energie größer als oder groß gegen die Ionisierungsarbeit der betreffenden Moleküle ist, wird im allgemeinen das elektropositivere Molekül ein Elektron oder mehrere verlieren, das elektronegative eins oder mehrere gewinnen[5]).

1) Die Literatur siehe bei Stark, l. c.

2) J. Franck, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **12**, 291 u. 613, 1910.

3) O. Reichenheim ebenda 168, 1909 u. J. Franck loc. cit.

4) W. Wien, Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften Berlin **2**, 774, 1911.

5) Die sich so ergebende Spannungsreihe der Gase scheint, soweit die bisherigen Versuche über Kanalstrahlen Schlüsse zulassen, identisch mit der aus der Ionenbeweglichkeit, dielektrischen Festigkeit usw. sich ergebenden. Siehe darüber: J. Franck, Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik **9**, 235, 1912 und J. Franck u. G. Hertz, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **15**, 373, 1913.

Daß die oben erwähnten Tatsachen durch diese Darstellung wiedergegeben werden, ist wohl ohne weiteres ersichtlich. Positive mehrfache Ladungen sollten bei Strahlen elektropositiver Elemente insbesondere dann auftreten, wenn die Strahlen häufigere Zusammenstöße mit elektronegativen Molekülen erlitten haben. In der Tat findet auch J. J. Thomson[1]) gerade bei den Hg-Strahlen hohe Ladungen, bei denen er aus der kleinen Geschwindigkeit auf Energieverluste bei Zusammenstößen schließt. Für die anscheinend gegen das Feld laufenden sogenannten retrograden Strahlen würde man hieraus folgern, daß die gegenläufigen positiven Ladungen transportierenden K_1- und A_1-Strahlen sich aus den elektropositiven Elementen des Gasgemisches bilden sollten und besonders in Gemischen stark elektropositiver mit stark elektronegativen Gasen auftreten. In der Tat hat Thomson bei den K_1-Strahlen da $\frac{e}{m}$ von Wasserstoff gefunden, und Reichenheim[2]) das Auftreten der A_1-Strahlen im Wasserstoff-Joddampfgemisch beobachtet.

Diese Auffassung berührt sich übrigens eng mit dem, was Helmholtz über das Zustandekommen von Kontaktpotentialen zwischen Metallen geäußert hat, denn sie sollen ja ebenfalls dadurch entstehen, daß das Metall mit der größeren Affinität zur Elektrizität eine gewisse Elektrizitätsmenge dem andern Metall entzieht.

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. 24, 668, 1912.

2) O. Reichenheim, loc. cit.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Ende Mai.

(Eingegangen 31. Mai 1913.)

Über ein noch nicht beschriebenes, anscheinend dem Helium angehörendes Spektrum.

Von E. Goldstein[1]).

(Mit Tafel XXIV.)

Als ich vor mehreren Jahren auf die Erscheinung aufmerksam wurde, daß bei einer Anzahl von Elementen die Serienspektra durch kräftige elektrische Entladungen beseitigt und durch völlig davon verschiedene, anscheinend serienfreie, linienreiche Spektra („Grundspektra") ersetzt werden können[2]), war ich bemüht, eine möglichst große Anzahl von Elementen auf das Auftreten dieser Erscheinung zu prüfen. Dabei gelangte auch Helium zur

1) Aus den Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 402, 1913.

2) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 321, 1907.

Untersuchung. Es ergab sich freilich, daß bei den Elementen mit kleinen Atomgewichten (von 23 abwärts) die mit meinen Hilfsmitteln zu erzielenden Entladungsdichten für die Hervorrufung der Grundspektra nicht ausreichten. Doch blieb die Untersuchung des Heliums nicht völlig unfruchtbar, und es zeigten sich auch an diesem Gase neue Spektralerscheinungen, wenn dieselben auch nicht einem Grundspektrum zugehören.

Um bei den damals untersuchten Elementen auch relativ schwache neue Linien leichter zu bemerken, wandte ich enge Röhren mit Längssicht an, welche den Helligkeitseindruck aller Linien gegenüber der gewöhnlich benutzten Quersicht bekanntlich sehr verstärkt. Bei Helium lagen zunächst mehrere Handelsröhren von 1 mm Weite des Beobachtungsrohres vor. An allen diesen Röhren waren bei Längssicht außer den bekannten Heliumlinien noch mehr oder weniger helle Bandenspektra wahrzunehmen. Bei der Mehrzahl ergab sich, daß mindestens zum überwiegenden Teil entweder Kohlenwasserstoffe oder andere bekannte Gase das Substrat der Bandenspektra bildeten. An einer von den Röhren aber trat ein mir in allen seinen Teilen fremdes Spektrum auf, das hauptsächlich durch eine große Anzahl sehr dicht gedrängter Linien zu beiden Seiten der gelben Heliumlinie charakterisiert erschien. Die Helligkeit der neuen Linien war jedoch so außerordentlich viel geringer als die der gelben He-Linie, daß jene auf den ersten Blick wie eine Art Beugungsstreifen um die grell glänzende gelbe Linie erscheinen konnten.

Die Konfiguration der unbekannten Linien erinnerte an das Neon- und an das zweite Wasserstoffspektrum; doch bestand, wie die nähere Untersuchung ergab, mit keinem dieser Spektra auch nur teilweise Identität. Durch langdauernde Kühlung mittels flüssiger Luft war das neue Spektrum weder zu beseitigen noch zu schwächen. Das zeigte sich auch bei besonders konstruierten Röhren, die so geformt waren, daß sie nicht nur mit einem Teil, sondern in ihrer ganzen Erstreckung in flüssige Luft eingesenkt werden konnten. Daraus war zu folgern, daß das neue Spektrum nicht durch eine chemische Verbindung, sondern durch ein Elementargas erzeugt wird. Daher war zu prüfen, ob es einer neuen elementaren Beimengung des Heliums oder dem Helium selbst angehört.

Für diese Prüfung war ich zu verschiedenen Zeiten bemüht, mir möglichst reines Helium zu verschaffen.

Zunächst stellte ich mir aus Bröggerit und Cleveit kleine Mengen Helium an der die Entladungsröhre tragenden Pumpe selbst dar. Da Erhitzen von Bröggerit und Cleveit im Vakuum, wenigstens bei den Temperaturen, die gewöhnliches Glas ohne Erweichen verträgt, nur geringe Ausbeute gab, auch durch das gewöhnlich empfohlene Übergießen von Cleveit mit erwärmter verdünnter Schwefelsäure bei Proben im Reagenzglas nur relativ wenig Gas entbunden wurde, so versuchte ich, und zwar mit sehr guter Ausbeute, die Anwendung von Salpetersäure, in welcher sich Cleveit zum weitaus größten Teil löst. Das Verfahren gestaltete sich wie folgt:

In das Rohr A wird ein kleines Quantum gekörnten Cleveits gebracht, in B Salpetersäure, die ein wenig verdünnt wurde. Die Salpetersäure wird durch flüssige Luft zum Erstarren gebracht, dann das gesamte System evakuiert, H_1 geschlossen und die Säure wieder aufgetaut. Sie entläßt dann die absorbiert gewesenen Mengen atmosphärischer Luft. Die letztere wird nach abermaligem Frieren der Säure abgepumpt. Nach nochmaligem Auftauen wird das System an der Pumpe um die horizontale (in der Ebene der Zeichnung liegende) Achse so weit gedreht, daß etwas Säure aus B nach A überfließt. Eine reichliche Gasentwicklung setzt ein. Ist ein genügendes Quantum Gas entwickelt, eventuell nach Überführung weiterer Portionen Säure, so wird flüssige Luft an A, B und C angelegt. Feuchtigkeit und saure Dämpfe werden dann niedergeschlagen und gasförmige Verunreinigungen des He, nachdem man H_1 geöffnet hat, von der Kohle absorbiert. Zweckmäßig ist es, um etwa von der Glaswand (oder aus den Elektroden) entbundene Dämpfe rasch zu binden, auch einen Teil der (in der Figur nur schematisch dargestellten) Spektralröhre S in flüssige Luft einzusenken. Ich gelangte so zu Helium, das nur noch schwach die hellsten drei Wasserstofflinien zeigte[1]).

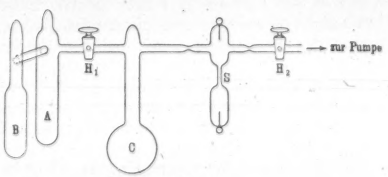


Fig. 1.

1) Begnügt man sich, etwa zu einer bloßen Demonstration der *He*-Entwicklung aus Cleveit, mit noch kleineren Gasmengen, als die obige kompendiöse Apparatur sie liefert, so reicht es hin, zu beiden Seiten der Spektralröhre je einen Tubus anzubringen — der eine enthält ge-

Das so bereitete Gas gab aber überaus deutlich das neue Spektrum.

Von Herrn Geheimrat Dorn (Halle), dem ich bereits im Jahre 1907 das neue Spektrum zeigen konnte, erhielt ich damals für die weitere Untersuchung desselben ein Quantum möglichst gereinigten (auch wasserstofffreien) Heliums. Es ließ in meinen Röhren ebenfalls die sämtlichen neuen Linien erkennen.

Im Jahre 1909 überließ mir Sir W. Ramsay gütigst 200 ccm von ihm dargestelltes Helium. In den aus diesem Helium gefüllten Röhren war das neue Spektrum, auch nach Behandlung des Gases mit gekühlter Kokoskohle, ganz ebenso deutlich wie in den Proben anderer Provenienz. In weitem Umfange bin ich während der letzten Monate durch die Herren W. Heuse und K. Scheel unterstützt worden, die mich in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt aus ihren für eine Dichtebestimmung aus Thorianit dargestellten Heliumvorräten im Laufe der Zeit mehr als dreißig Versuchsröhren füllen ließen. Insbesondere hat Herr Dr. Heuse mit unerschöpflicher Gefälligkeit und großen Opfern an Zeit und Bemühung mir immer von neuem den Anschluß meiner Spektralröhren an seine Apparatur ermöglicht und auch bei der Füllung der Röhren seine Hilfe gewährt. Die abgeschmolzenen und dann im Laboratorium der Sternwarte untersuchten Röhren zeigten sämtlich das neue Spektrum.

Daß dieses Spektrum bei einer so oft untersuchten Substanz wie Helium noch nicht früher beschrieben worden ist, erklärt sich, abgesehen von einem weiter unten erwähnten Einfluß der Gasdichte, vielleicht daraus, daß es an engen Röhren bei der üblichen transversalen Betrachtung fast unmerklich schwach erscheint, auch wenn es für Längssicht relativ lichtstark ist, hauptsächlich aber vermutlich daraus, daß es wegen der Ähnlichkeit seiner hellsten Partien mit dem Neon- und Wasserstoffspektrum von etwaigen Beobachtern wohl nicht als selbständiges Spektrum betrachtet, sondern auf schwache Beimengungen eines dieser beiden Gase zurückgeführt wurde. —

Die Form der für meine Untersuchung benutzten Spektralröhren wechselte im Laufe der Zeit. Die zuletzt am häufigsten benutzten Röhrenformen hatten die Gestalt wie Fig. 2a und 2b.

Die Beobachtungen erfolgten bei Längssicht in Richtung des Pfeiles.

An den meisten Röhren befand sich seitlich, mit der Kugel K durch ein Zwischenrohr verbunden, ein mit Kokoskohle beschickter Tubus R, der mit flüssiger Luft gekühlt werden konnte, um noch eventuelle Verunreinigungen des Heliums zu eliminieren. Die Kohle wurde vor und nach dem Einfüllen in den Tubus stark erhitzt. Die Form der Röhren gestattete zugleich, die Schenkel A und B vollständig in flüssige Luft einzusenken und dadurch das Helium von allen leicht kondensierbaren Beimengungen in kurzer Zeit zu befreien. Als solche kondensierbare Beimengungen machten sich bei den am besten gelungenen Füllungen nur noch Gase bemerkbar, die aus Kohleverbindungen zu bestehen schienen. Die Verbindung mit der Pumpe wurde durch ein vom Einschüttrohr e seitlich abgehendes Rohr vermittelt. Die Elektroden waren teils Hohlzylinder aus Aluminium- oder Nickelblech, teils Nickeldrähte von 2 mm Dicke und etwa 3 cm Länge. Reines Nickel, wie es hier benutzt wurde, teilt nach meinen Erfahrungen mit Platin die gute Eigenschaft, Gasen keine merkliche Verunreinigung zuzuführen, während bei Aluminium bekanntlich eine längere Behandlung mit Hitze und Strom erforderlich ist, um Gasabgaben aus dem Metall zu unterdrücken.

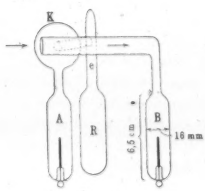


Fig. 2a.

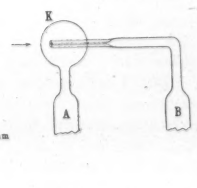


Fig. 2b.

Die Beobachtungen und Aufnahmen wurden bei Drucken von 1,5 mm bis gegen 90 mm vorgenommen, am häufigsten bei einer Anzahl Röhren, die unter 30 mm Druck gefüllt waren.

Bei der Röhrenform Fig. 2b mit engem Beobachtungsrohr (1 mm Weite) wurde für die Aufnahme des Spektrums der einfache Induktionsstrom benutzt, bei den weiten Beobachtungsröhren Fig. 2a von 5 bis 15 mm Öffnung (am häufigsten wurde die Öffnung 12 mm benutzt) wurde in die Entladung eine Flasche, zur Röhre parallel, eingeschaltet. Das neue

pulverten Cleveit oder Bröggerit, der andere Kokoskohle. Nachdem die Röhre evakuiert worden, wird der Cleveit durch eine Bunsenflamme erhitzt; nachdem die zuerst entwickelten Dämpfe abgepumpt worden, wird die Röhre abgesperrt oder abgeschmolzen und nun, während der Cleveit weiter erhitzt wird, die Kohle durch flüssige Luft gekühlt. Farbe und Spektrum der Entladung zeigen dann in kurzem die Entwicklung von Helium an. Das positive Licht des sehr verdünnten Heliums ist laubgrün, bei großer Helligkeit der Linie 501,6; erst bei etwas größerer Dichte leuchtet es mit dem bekannten Goldgelb.

Spektrum erweist sich in den Hauptzügen für enge und weite Röhren identisch. Es ist in den weiten Röhren unter gleichzeitiger Flaschenentladung aber viel leichter rein zu erzielen als in den sehr engen Röhren — vielfach sogar schon ohne Kühlung frei von den Kohlespuren, weil bei der Flaschenentladung das Spektrum dieser Verunreinigungen unterdrückt wird. Doch wurden in allen Fällen, die für Aufnahmen und definitive Bestimmungen dienten, vorsichtshalber die beiden Röhrenschenkel A und B, wie das Kohlereservoir R dauernd und schon geraume Zeit vor den Aufnahmen bzw. Beobachtungen gekühlt.

In sehr engen Röhren (1 mm Öffnung und darunter) wird durch die Flasche das neue Spektrum undeutlicher gemacht und schließlich für das Auge durch einen kontinuierlichen Grund ersetzt, von dem die Serienlinien (teilweise unscharf geworden) sich abheben. In den sehr weiten Röhren dagegen ist das neue Spektrum zwar bei einfachem Induktionsstrom im Verhältnis zu den Serienlinien undeutlich; es wird in diesen Röhren aber sehr hell bei Einschaltung der Flasche, und zwar steigert sich seine Helligkeit außerordentlich viel mehr als die der Serienlinien. Infolgedessen fallen die spektrographischen Aufnahmen an den weiten Röhren viel besser aus: die Serienlinien erscheinen auf den Platten auch bei langen Expositionen viel weniger verdickt als bei den engen Röhren, und die Aufnahmen sind frei von den Umkehrungserscheinungen und den Höfen, die um die verdickten Linien bei Kapillaren auftreten. Daher sind die an die Serienlinien, z. B. an D_3, nahe herantretenden neuen Linien bei Flaschenaufnahmen viel deutlicher erkennbar, auch bei der direkten visuellen Beobachtung des Spektrums, wo sie infolge des geänderten Helligkeitsverhältnisses von den starken Serienlinien weit weniger überglänzt werden als im Spektrum sehr enger Röhren.

Die Leuchtfarbe des Gases ist bei den Flaschenentladungen nicht mehr goldgelb, sondern chamoisrosa. Läßt man die Entladung des Induktoriums ohne Flasche durch die Röhren gehen, schaltet aber eine nicht zu kleine Luftstrecke ein, so ist die Farbe der Entladung zwischen den beiden Polen in der ganzen Röhre pfirsichblüt-rötlich, wie bei verdünnter Luft. Das Spektrum stimmt mit dem Flaschenspektrum dann im wesentlichen überein, nur ist die Lichtstärke des neuen Spektrums dann absolut und auch relativ (zu den Serienlinien) geringer als bei Flasche.

Ohne Flasche und ohne Luftfunken kann man auch in einem weiten Rohrteil das neue Spektrum in allen seinen wesentlichen Partien hell wahrnehmen, wenn man das Licht um die Kathode untersucht. Es entspricht dies der von mir schon vor längerer Zeit bei anderen Gasen festgestellten Erscheinung, daß an der Kathode die induzierte Entladung sich so verhält, als wenn sie dort aus sehr engen Poren (kapillaren Röhrchen) austreten würde. Gleichzeitig reagiert dort die Entladung gegen kleinste Beimengungen in sehr empfindlicher Weise durch Änderungen im Spektrum und in der Färbung, viel mehr als im positiven Glimmlicht. In möglichst reinem Helium zeigt die dritte Schicht des Kathodenlichts, die durch Diffusion der eigentlichen Kathodenstrahlen entsteht[1]), bei relativ starkem Druck purpurrote Farbe, bei fallendem Druck die Farbe der roten Entladung in Argon bis herab zur leicht blaustichig rötlichen Blütenfarbe der Kornrade, während die laubgrüne Färbung, die man bei sehr geringem Druck am Kathodenlicht des Heliums beobachtet, den nicht diffundierten eigentlichen Kathodenstrahlen (K_2-Strahlen) zukommt.

Was nun die Zugehörigkeit des neuen Spektrums betrifft, so ist es mir vorläufig am wahrscheinlichsten, daß es dem Helium angehört und zu dem Serienspektrum in demselben Verhältnis steht, wie das zweite Spektrum des Wasserstoffs zum Serienspektrum dieses Gases. Lehnt man diese Deutung ab, so müßte es als das Bandenspektrum eines neuen Elementes betrachtet werden, dessen Serien- bzw. Linienspektrum wieder unbekannt wäre. Die Analogie zu dem zweiten Wasserstoffspektrum bezieht sich auch auf den Habitus, und ich halte es für möglich, daß diejenigen, die das zweite Wasserstoffspektrum nicht als ein Bandenspektrum, sondern als ein „Vielfinienspektrum" bezeichnen, die letztere Bezeichnung auch auf große Bezirke des neuen Heliumspektrums anwenden werden. Denn in relativ ausgedehnten Partien dieses Spektrums finden sich Maxima, die nicht zu abschattierten Banden geordnet sind, auf dunklem Grund als einzelne Linien oder in großer Zahl zu dicht gedrängten Gruppen vereinigt nebeneinander.

Zu erwähnen ist noch, daß das neue Spektrum um so mehr gegenüber den Serienlinien an Helligkeit zunimmt, je größer bis zu einer gewissen Grenze die Dichte des Gases ist. Die relativ geringe Helligkeit, die es umgekehrt bei geringen Gasdichten, besonders ohne Flasche, im Verhältnis zu den Serienlinien zeigt, dürfte ebenfalls zu den Gründen gehören, die seine Auffindung hintangehalten haben, denn die

1) E. Goldstein, Wied. Ann. **67**, 84, 1899.

vom Handel gelieferten Spektralröhren sind ja allermeist unter sehr geringen Drucken gefüllt.

Ich lasse nun eine Beschreibung des Spektrums folgen, in Anlehnung speziell an seine Erscheinungsform in 12 mm weiten Röhren bei relativ hohen Drucken (30 bis 50 mm) und Flasche. Dabei verweise ich auf die diesem Aufsatz beigegebenen, etwa $2^1/_2$-fach vergrößerten Kopien von photographischen Aufnahmen des Spektrums (Tafel XXIV). Es gelang nicht, auf einer einzigen Platte das sichtbare Spektrum in allen Teilen gleich deutlich und detailliert wiederzugeben. Die Tafel ist in ihren fünf Abschnitten aus Teilen von vier Aufnahmen zusammengesetzt. Abschnitt I und III (Rot und Blau) sind mit einer Panchromatic B-Platte von Wratten und Wainwright (Croydon) dargestellt. Abschnitt II (Grün) wurde mit einer für Grün besonders sensibilisierten Platte aufgenommen, welche der bekannte Photochemiker Herr Dr. Arthur Traube-Berlin gütigst für mich präpariert hatte. Für Abschnitt IV (äußerstes Violett) und V (Ultraviolett) dienten gewöhnliche Agfa-Platten. Die Aufnahmen I bis IV wurden bewirkt mittels eines Spektrographen von Schmidt und Haensch (Kirchhoff-Bunsenscher Spektralapparat mit Kamera an Stelle des Okulars), der ein Rutherfordprisma enthielt. Das Kameraobjektiv war für die Aufnahmen durch ein Teleobjektiv von Zeiß ersetzt. Die sonst nur 3,6 cm lange Abbildung des sichtbaren Spektrums (λ 800 bis 400) wurde durch das Teleobjektiv auf 7,6 cm vergrößert und zeigte für nahe benachbarte Linien noch gute Sonderung. Die Spaltweiten waren bei Abschnitt I und III 0,02 mm, bei II 0,04 mm, bei IV 0,03 mm und bei V 0,01 mm. Die kleine Spaltweite bei V wurde gewählt, um bei dem mit einfachen Linsen versehenen Quarzspektrographen, der für die Aufnahme dieser Partie diente, möglichste Schärfe zu erzielen; bei II und IV wurde durch die gegen I und III etwas vergrößerte Spaltweite allzu langen Expositionen vorgebeugt. Bei I und III entsprechen die unteren Bilder einer kürzeren Exposition, geben aber, da noch keine Verdickung der lichtstärksten Linien in der Abbildung erfolgt ist, manches Detail deutlicher. Der ultraviolette Teil des Spektrums ist dargestellt, soweit er von Uviolglas durchgelassen wird. Für seine Aufnahme waren Röhren hergestellt von gleicher Form wie Fig. 2a, bei denen aber die vordere Kappe der Glaskugel aus Uviolglas bestand. Bei den mit dem Glasspektrographen aufgenommenen Abschnitten I bis IV wurde eine von dem Prisma ins Gesichtsfeld gespiegelte Skala mitphotographiert. In diesen Aufnahmen können also die Wellenlängen der einzelnen Linien direkt abgelesen werden. Über die Aufnahme des Ultravioletts sind zur Orientierung die Wellenlängen einiger Serienlinien eingetragen.

Das neue Spektrum beginnt für die visuelle Beobachtung im Rot jenseits C, bei λ 659[1]. (Die Platten zeigen bei Dauerexpositionen noch schwache Linien bei etwa 662, 664, 670 und 690.) Dann folgen hinter einer schwachen Doppellinie 650 zwei äußerst zierliche, nur durch die helle rote Linie 639,5 getrennte Gitter aus 7 bzw. 8 gleich breiten, äquidistanten Linien. Die 7 Linien des ersten Gitters bilden vielleicht eine Bande mit der hellen Linie 639,5 als Kante. Die Gitterlinien erstrecken sich bis nahe 630[2]. Auf drei locker gestellte äquidistante schwache Linien (etwa 630,5 — 629,3 — 628) folgt bei 626 ein hellerer, unscharfer, mindestens dreifacher schmaler Streif, dann auf ein schwaches Dublett 624 der helle mehrfache Streif 622; nach einigen schwachen Einzellinien folgt bei 616 — 14 ein vierfacher Streif (zwei helle Linien ein schwaches Dublett einschließend), dann nach einem bis gegen 610 reichenden lichtschwachen Gitter aus dichten feinen Linien ein Doppelstreif bei 610 aus zwei gleich hellen, relativ breiten Komponenten, die in einem stärkeren Apparat aber selbst wieder als Aggregate von feinen Linien erscheinen. Hinter einem mäßig hellen Felde 609,5 bis nahe 604, das auf dem Negativ in neun feine Linien zerfällt, erkennt man von 604 bis 595 ein Dutzend Linien, die Mehrzahl aber selbst enge Dubletts. An zwei sehr schwache und zwei hellere Linien (die letzteren beiden bei 592,8 und 591,4) schließt sich eine um 590 gelagerte enge Gruppe von fünf Linien. Dicht hinter der Serienlinie D_3 (λ 587,6) liegt im neuen Spektrum die schwache Linie 587,5, dann die verhältnismäßig helle (doppelte?) Linie 586; weiterhin lassen sich bis 575 22 feine Linien (8 von ihnen hell) unterscheiden. Dann folgt auf ein für die direkte Beobachtung ganz dunkles Intervall, in welchem nur am Negativ zwei ganz schwache Linien erkennbar sind, die für das Spektrum höchst charakteristische gelbgrüne Bande, welche hinter der hellen Kante 573 sich in 14 Linien bis 562,5 auflöst. Die ersten acht von ihnen sind zu engen Paaren ge-

1) Die Angaben der Wellenlängen beruhen auf Ablesungen mittels der gespiegelten und mitphotographierten Skala. Wieweit die Skala solche Ablesungen gestattet, läßt sich an der Tafel durch die Stellung der bekannten Serienlinien (z. B. 667,8 — 587,6 — 501,6 — 447,2 — 438,8 — 402,6) einfach kontrollieren. Später soll eine vollständige Tabelle der Wellenlängen auf Grund mikroskopischer Ausmessung der Platten gegeben werden.

2) Die erste, sehr schwache Linie des zweiten Gitters ist auf der Tafel nicht erkennbar.

ordnet. Die helle Kante selbst ist in mehrere dicht gedrängte feine Linien aufzulösen. Es folgt dann ein im Spektrum weiter Röhren bis 537 sehr wenig erhellter Raum. Er ist bei engen Röhren reicher detailliert, als es die vorliegende Aufnahme an einem 12 mm weiten Beobachtungsrohr zeigt. Die beiden Linien 533,5 und 527,8 schließen zwischen sich neun lichtschwächere (davon drei sehr matte) Linien ein. Nun folgt eine grüne von 525,7 bis 510,8 sich erstreckende reich differenzierte Doppelbande, deren Helligkeit nach Rot abschattiert ist, und deren Kanten bei 510,8 und 514 liegen. Das Feld der breiteren Bande läßt auf dunklem Grunde etwa 20 Linien erkennen (einige in engen Dubletts stehend), das engere Feld (510,8 bis 514) teilt sich in fünf Linien. Es folgt mit der Kante 505,8 ein nach Rot abschattiertes bandenartiges Feld, in welchem an die helle Kante sechs mattere nahe äquidistante Linien sich anschließen, dann die drei hellen Serienlinien 504,8 — 501,6 — 492,2. Zwischen den ersten beiden liegt ein Gitter von fünf äquidistanten gleichhellen Linien; zahlreiche, aber äußerst lichtschwache Linien differenzieren das matte Feld zwischen der zweiten und dritten Serienlinie.

Von etwa 480 ab steigt die Helligkeit des Spektrums wieder an, und etwa 30 zum Teil (14) sehr kräftige Linien bilden das breitere Feld einer wieder sehr charakteristischen, nach Rot abschattierten blauen Doppelbande, deren erste Kante bei 465 liegt, während die zweite in sechs helle und einige schwache Linien zerfallende schmale Bande ihre Kante bei etwa 462,5 hat. Bis zur Linie 443 folgen außer der starken Serienlinie 447 noch zahlreiche Linien, die mit Ausnahme des hellen kantenartigen Maximums 454,7 und der beiden Linien 448,8 und 448,1 für die direkte Beobachtung nur bei etwas erweitertem Spalt gut erkennbar sind. Die Platte gibt sie sämtlich leicht wieder. Auch für das Auge hell sind die linienreichen Gruppen von 443 bis zur Serienlinie 439. Dagegen sind, abgesehen von einigen in diesen Bezirk fallenden relativ hellen Serienlinien, für die direkte Beobachtung unwahrnehmbar die im äußersten Violett auf Abschnitt IV der Tafel abgebildeten zahlreichen Maxima zwischen 439 und der Serienlinie 396, und natürlich auch unsichtbar die ganz im Ultraviolett liegenden Maxima des Abschnitts V der Tafel. Das Bandenspektrum ist auf den Platten bis etwa λ 297 zu verfolgen; die noch weiter abwärts liegenden beiden hellen Linien der Tafel sind Serienlinien. Sehr deutlich ist auch in diesem Teil des Spektrums das Auftreten von Doppelbanden. Mindestens für die Mehrzahl der letzteren ist aber der Abstand der beiden Kanten kleiner als im direkt sichtbaren Teil.

Von Beimengungen fremder bekannter Gase ist an dem möglichst gereinigten Gase, wie die Platte durch die schwachen Linien 656 und 486 zeigt, noch eine sehr geringe Menge Wasserstoff vorhanden. Außerdem zeigten sich an Helium von beliebiger Provenienz bei längeren Aufnahmen an engen Röhren drei Linien im Grün (546 — 544 — 542) und drei im Blau (482 — 481 — 480), die nicht merklich von der Lage der hellsten Chlorlinien abweichen. Sie beruhen wohl nur auf der Erhitzung der Glaswand, aus deren NaCl-Gehalt Chlor frei werden kann. —

Indem ich diese Mitteilung schließe, möchte ich allen den Herren herzlich danken, die mich durch Gewährung von Material bei meiner Untersuchung unterstützt haben.

Physikalisches Laboratorium der Berliner Sternwarte.

(Eingegangen 9. Juni 1913.)

Zur kinetischen Theorie des Dampfdrucks einatomiger fester Stoffe und über die Entropiekonstante einatomiger Gase.

Von Otto Stern.

Die reine Thermodynamik liefert uns die Temperaturabhängigkeit des Dampfdrucks eines festen Stoffes in Funktion seiner Verdampfungswärme und seiner spezifischen Wärme in festem und gasförmigem Zustande. Den Absolutwert des Dampfdrucks zu berechnen, gestattet uns erst die Quantentheorie, die die Entropiekonstanten des Gases und des festen Körpers bestimmt. Es gibt jedoch noch einen zweiten Weg, um zu absoluten Werten für den Dampfdruck zu gelangen, nämlich den der molekulartheoretischen Deutung der Verdampfung. Dieser letzte Weg ist allerdings nur für hohe Temperaturen gangbar, falls man die Gültigkeit der klassischen Molekularmechanik voraussetzen will[1]). Im folgenden soll nun die Dampfdruckformel für einen einatomigen festen Stoff in einem Temperaturgebiet, in dem er der klassischen Theorie gehorcht und die Dulong-Petitsche spezifische Wärme besitzt, abgeleitet werden, und zwar erstens thermodynamisch mit Hilfe der Quantentheorie und zweitens kinetisch mit Hilfe des Boltzmannschen e-Satzes. Der Dampf

1) Über einen Versuch, die Dampfdruckformel für tiefe Temperaturen kinetisch abzuleiten s. Planck, diese Zeitschr. **14**, 258, 1913.

soll hierbei als ideales Gas, der feste Stoff als aus gleichartigen, monochromatischen Resonatoren bestehend vorausgesetzt werden.

1. Thermodynamischer Teil.

Die Entropie S_d eines Mols des gesättigten Dampfes von der Temperatur T und dem Druck p ist:

$$S_d = \frac{5}{2} R \ln T - R \ln p + R \ln R + S_0, \quad (1)$$

wobei S_0 die Entropiekonstante des Gases bedeutet. Andrerseits ist die Entropie des Dampfes gleich der Entropie S_f eines Mols des festen Stoffes + Entropievermehrung bei der Verdampfung:

$$S_d = S_f + \frac{L}{T}, \quad (2)$$

wobei L die gesamte Verdampfungswärme ist. Die Entropie eines aus N Resonatoren bestehenden festen Körpers ist nach der klassischen Theorie:

$$S_f = 3 R \ln T + S_0', \quad (3)$$

wobei S_0' die Entropiekonstante des festen Stoffes bedeute. Setzt man nun nach dem Nernstschen Theorem $S_f = \int_0^T \frac{C_f}{T} dT$, worin C_f die spezifische Wärme des festen Stoffes ist, setzt für C_f die Einsteinsche Formel ein und bildet den Grenzwert für hohe Temperaturen, so wird:

$$S_f = 3 R \ln T + 3 R - 3 R \ln \frac{h\nu}{k},$$

wobei $k = \frac{R}{N}$ und ν die Schwingungszahl der Resonatoren ist. Es ergibt sich also:

$$S_0' = 3 R - 3 R \ln \frac{h\nu}{k}. \quad (3a)$$

Ferner ist, falls man mit L_0 die Verdampfungswärme beim absoluten Nullpunkt und mit C_d die spezifische Wärme des Gases bei konstantem Volumen bezeichnet:

$$L = L_0 + \int_0^T C_d dT - \int_0^T C_f dT + RT.$$

Setzt man nun $C_d = \frac{3R}{2}$ und für C_f wieder die Einsteinsche Formel ein, so wird in der Grenze für großes T:

$$L = L_0 + \frac{3}{2} RT - \left(3RT - 3N\frac{h\nu}{2}\right) + RT$$

oder:

$$L = L_0 + 3N\frac{h\nu}{2} - \frac{1}{2} RT \quad (4)$$

bzw.

$$L = \lambda_0 - \frac{1}{2} RT, \quad (4a)$$

falls wir $\lambda_0 = L_0 + 3N\frac{h\nu}{2}$ die wahre Verdampfungswärme beim absoluten Nullpunkt nennen. Da nämlich nach der Hypothese der Nullpunktsenergie[1]) der feste Stoff beim absoluten Nullpunkt die Energie $3N\frac{h\nu}{2}$ besitzt, so ist die zur Verdampfung notwendige Wärmemenge L_0 um diesen Betrag kleiner als die potentielle Energie, die der Stoff im Gaszustande besitzt. Letztere ist vielmehr

$$L_0 + 3N\frac{h\nu}{2} = \lambda_0.$$

Durch Einsetzen von (1), (3) und (4a) in (2) erhält man die Gleichung:

$$p = \frac{1}{\sqrt{T}} \cdot e^{-\frac{\lambda_0}{RT}} \cdot R \cdot e^{\frac{S_0 - S_0'}{R} + \frac{1}{2}}. \quad (5)$$

O. Sackur[2]) und H. Tetrode[3]) haben S_0 mit Hilfe der Quantentheorie berechnet und gefunden:

$$S_0 = \frac{5}{2} R + R \ln \frac{(2\pi m k)^{3/2} k^4}{N h^3}.$$

Entnehmen wir noch aus Gleichung (3a) den Wert für S_0', so wird:

$$\frac{S_0 - S_0'}{R} + \frac{1}{2} = \ln \frac{(2\pi m)^{3/2} \nu^3}{N k^{5/2}}.$$

In Gleichung (5) eingesetzt, ergibt sich schließlich als Dampfdruckformel für hohe Temperaturen:

$$p = (2\pi)^{3/2} \cdot \frac{m^{3/2} \nu^3}{k^{1/2}} \cdot \frac{1}{T^{1/2}} e^{-\frac{\lambda_0}{RT}}. \quad (6)$$

Ich möchte hier gleich auf eine Voraussetzung aufmerksam machen, die wir im vorhergehenden stillschweigend gemacht haben, indem wir die gewöhnlichen Formeln für Energie und Entropie eines Resonatorensystems anwandten. Unter den N Resonatoren werden nämlich nach dem Maxwellschen Verteilungssatz alle möglichen Energien vorkommen. Einige Resonatoren werden also auch eine sehr hohe potentielle Energie haben. Nun ist aber die potentielle Energie, die die N Resonatoren aufnehmen können, beschränkt, und zwar gleich λ_0, falls alle verdampft sind. Die potentielle Energie,

1) Planck, Ann. d. Phys. **37**, 653, 1912; A. Einstein u. O. Stern, Ann. d. Phys. **40**, 551, 1913.

2) O. Sackur, Nernst-Festschrift, S. 405, 1912; Ann. d. Phys. **40**, 67, 1913; s. a. Jahresber. d. Schles. Ges. 1913.

3) H. Tetrode, Ann. d. Phys. **38**, 434; **39**, 255, 1912.

4) Ich habe hier den von H. Tetrode gegebenen Wert benutzt. Sackur gibt einen um R kleineren Ausdruck, doch ändert sich dadurch in Gleichung (6) nur der Zahlenfaktor um e^{-1}.

die also im Mittel ein Resonator maximal aufnehmen kann, ist $\frac{\lambda_0}{N}$, und alle diejenigen, denen wir durch die benutzten Formeln eine größere potentielle Energie zugeschrieben haben, werden in Wirklichkeit im Mittel doch nur $\frac{\lambda_0}{N}$ besitzen. Den Fehler, den wir dadurch begehen, kann man leicht abschätzen. Die Zahl der Resonatoren, deren Energie größer als $\frac{\lambda_0}{N}$ ist, beträgt $Ne^{-\frac{\lambda_0}{RT}}$. Die Abweichungen von den oben benutzten Formeln werden also im wesentlichen $e^{-\frac{\lambda_0}{RT}}$ proportional sein und verschwinden, falls $\frac{\lambda_0}{RT}$ sehr groß ist. In Wirklichkeit ist dies nun stets der Fall. Wir können daher, wie wir es oben stillschweigend getan haben, auch weiterhin die beschränkende Voraussetzung machen, daß $\frac{\lambda_0}{RT}$ sehr groß ist, und Glieder von der Größenordnung $e^{-\frac{\lambda_0}{RT}}$ vernachlässigen.

2. Kinetischer Teil.

Um die Dampfdruckformel kinetisch abzuleiten, muß man ein molekularmechanisches Modell konstruieren, das den festen Körper im Gleichgewicht mit seinem Dampf veranschaulicht. Jedes beliebige solche Modell muß, falls es den Gleichungen der Mechanik gehorcht, bei gleichem r, λ_0 und Molekulargewicht die gleiche, oben rein thermodynamisch berechnete Temperaturabhängigkeit des Dampfdrucks zeigen. Dagegen wird der Wert des von der Temperatur unabhängigen, wesentlich durch $S_0 - S_0'$ bestimmten Faktors von den speziellen Eigenschaften des Modells abhängen. Es wird sich jedoch ergeben, daß auch die speziellen Hypothesen, die den Wert des Faktors bestimmen, noch recht allgemeiner Natur sein können. Das hier benutzte Bild ist folgendes. In einem Raum befinden sich Punkte P, welche die Atome mit einer der Entfernung r direkt proportionalen Kraft anziehen. Diese Kraft wirkt jedoch, da die Verdampfungswärme einen endlichen Wert hat, nur bis zu einem bestimmten Abstande s. Die Punkte P sind also von kugeligen Anziehungssphären umgeben, innerhalb deren die Atome als monochromatische Resonatoren schwingen, während sie im übrigen Raum kräftefrei als ideale Gasmoleküle herumfliegen. Hierdurch ist die potentielle Energie der Moleküle in jedem Punkte des Raumes bestimmt und somit nach Boltzmanns ε-Satz das Verhältnis der Moleküldichten in den Sphären und in dem freien Raume gegeben. Da aber nur das Verhältnis der Dichten bestimmt ist, müssen wir, um die Dampfdichte festzulegen, noch eine spezielle Hypothese über die in den Sphären herrschende Moleküldichte aufstellen. Hier kann man kaum eine andere Annahme machen als die, daß im Mittel in jeder Sphäre sich ein Molekül befindet. Denn wir stellen uns ja vor, daß es auch im wirklichen festen Körper ebensoviel Atome als Gleichgewichtslagen (Punkte P) gibt. Hiermit ist nun die Dampfdichte vollständig bestimmt, und die Berechnung gestaltet sich folgendermaßen. Bezeichne ich mit n_0 und ψ_0 Moleküldichte und potentielle Energie einer Molekel im freien Raum, mit n_r und ψ_r diese Größen an einem Punkt einer Sphäre, der die Entfernung r von der Gleichgewichtslage P besitzt, so gilt nach Boltzmann die Gleichung:

$$n_r : n_0 = e^{-\frac{\psi_r}{kT}} : e^{-\frac{\psi_0}{kT}},$$

oder

$$n_r = n_0 \cdot e^{\frac{\psi_0}{kT}} \cdot e^{-\frac{\psi_r}{kT}}.$$

Die Gesamtzahl der in einer Sphäre enthaltenen Molekeln ist:

$$\left.\begin{aligned} n &= \int_0^s n_r \cdot 4\pi r^2\, dr = \\ &= \int_0^s n_0 \cdot e^{\frac{\psi_0}{kT}} \cdot e^{-\frac{\psi_r}{kT}} 4\pi r^2\, dr = 1 \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

nach Voraussetzung. Ist nun die Kraft, mit der die Molekel (Masse m) von dem Sphärenmittelpunkt angezogen wird, durch die Gleichung:

$$m\frac{d^2r}{dt^2} = -a^2 r$$

bestimmt, so ist die potentielle Energie ψ_r der Molekel im Abstande r gleich $\frac{a^2}{2}r^2$, im freien Raum ψ_0 gleich $\frac{a^2}{2}s^2$. Es folgt also aus (7) die Gleichung:

$$1 = n_0 e^{\frac{\psi_0}{kT}} 4\pi \int_0^s e^{-\frac{\frac{a^2}{2}r^2}{kT}} r^2\, dr.$$

Setzt man $\frac{\frac{a^2}{2}r^2}{kT} = x^2$ und $\frac{\frac{a^2}{2}s^2}{kT} = x_0^2$, so wird:

$$1 = n_0 \cdot e^{\frac{\psi_0}{kT}} 4\pi \left(\frac{kT}{\frac{a^2}{2}}\right)^{3/2} \int_0^{x_0} e^{-x^2} x^2\, dx.$$

Es ist also:

$$p = n_0 kT = \frac{\left(\frac{a^2}{2}\right)^{3/2}}{4\pi (kT)^{1/2}} \cdot e^{-\frac{\psi_0}{kT}} \cdot \frac{1}{\int_0^{x^2} e^{-x^2} x^2 dx} \cdot (8)$$

Nun ist $\psi_0 N$ die potentielle Energie eines Mols im Gaszustande gleich λ_0. Ferner ist $a^2 = m(2\pi\nu)^2$. Schließlich ist zu bedenken, daß wir hier nicht wie bei der thermodynamischen Ableitung die am Schluß des ersten Teils erwähnte Vernachlässigung gemacht haben. Um also die hier gewonnene Gleichung mit (6) vergleichen zu können, müssen wir sehen, welchem Grenzwert sich (8) für großes $\frac{\lambda_0}{RT}$ bzw. $\frac{\psi_0}{kT} = x_0^2$ nähert. In diesem Falle wird:

$$\int_0^{x_0} e^{-x^2} x^2 dx = \frac{\sqrt{\pi}}{4} - \frac{x_0}{2} e^{-x_0^2} = \frac{\sqrt{\pi}}{4},$$

falls wir, wie bei der thermodynamischen Ableitung, Glieder von der Größenordnung $e^{-\frac{\lambda_0}{RT}}$ vernachlässigen. Es ergibt sich somit endgültig:

$$p = (2\pi)^{3/2} \cdot \frac{m^{3/2} \nu^3}{k^{3/2}} \cdot \frac{1}{T^{3/2}} e^{-\frac{\lambda_0}{RT}}, \qquad (9)$$

genau übereinstimmend mit Formel (6).

3. Ableitung der Entropiekonstanten eines einatomigen Gases.

Wir können nun auch den umgekehrten Weg gehen, indem wir Gleichung (5) mit (9) kombinieren, und die von der Temperatur unabhängigen Faktoren gleich setzen. Dann ist:

$$R e^{\frac{S_0 - S_0'}{R} + \frac{1}{2}} = \frac{(2\pi)^{3/2} m^{3/2} \nu^3}{k^{3/2}}$$

oder

$$S_0 = S_0' + R \ln \frac{(2\pi m)^{3/2} \nu^3}{N k^{3/2}} - \frac{1}{2} R.$$

Diese Gleichung ist vollständig ohne Benutzung der Quantentheorie abgeleitet. Setzt man nun aus (3a) für die Entropiekonstante des festen Stoffes S_0 den Wert $3R - R \ln \frac{h^3 \nu^3}{k^3}$ ein, so ergibt sich:

$$S_e = \frac{5}{2} R + R \ln \frac{(2\pi m k)^{3/2}}{N h^3}$$

die von Sackur und Tetrode aufgestellte Formel für die Entropiekonstante eines einatomigen Gases. Der Vorteil der hier gegebenen Ableitung besteht darin, daß nur die Gültigkeit der klassischen Molekulartheorie bei hohen Temperaturen und die Einsteinsche Formel für die spezifische Wärme des festen Stoffes vorausgesetzt wird, während das Gas als vollständig ideal betrachtet wird und keinerlei quantentheoretische Überlegungen darauf angewandt werden.

Zürich, Mai 1913.

(Eingegangen 22. Mai 1913.)

Neue mechanische Vorstellungen über die schwarze Strahlung und eine sich aus denselben ergebende Modifikation des Planckschen Verteilungsgesetzes.

Von A. Korn.

Bei Untersuchungen, welche ich zu dem Zwecke anstellte, einen Zusammenhang zwischen den neuen Strahlungstheorien und denjenigen mechanischen Theorien der elektrischen Erscheinungen, bei welchen die Elektronen als pulsierende Teilchen konstanter Pulsationsenergie betrachtet werden, anzubahnen, und über welche ich bei einer anderen Gelegenheit berichten werde, bot sich mir die folgende einfache Anschauung über die Natur der schwarzen Strahlung bzw. die Bewegung, welche derselben zugrunde liegt, dar.

Die ungeordnete Bewegung an irgendeiner Stelle eines Mediums im Falle der schwarzen Strahlung denken wir uns in ihrer Abhängigkeit von der Zeit derart, daß in irgendeiner Richtung ein Teilchen für $t = -\infty$[1]) eine Geschwindigkeit $-u_0$, für $t = +\infty$[1]) die Geschwindigkeit $+u_0$ hat, zu einer bestimmten Zeit $t + a$ die Geschwindigkeit null; $t + a$ können wir als die Phase einer solchen Geschwindigkeitsschwankung bezeichnen. Solche Schwankungen sollen ungeordnet in beliebigen Richtungen, mit beliebigen Phasen und zwischen beliebigen Geschwindigkeiten $+u_0$ und $-u_0$ stattfinden, für welche sich auf Grundlage rein mechanischer Überlegungen das Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilungsgesetz ergeben muß. Der Einfachheit halber wollen wir zunächst die absoluten Werte $|u_0|$ für alle Teile gleich annehmen:

$$u_0 = a\sqrt{T}, \qquad (1)$$

wo T die absolute Temperatur, a eine Konstante bezeichnet.

Greifen wir eine bestimmte Schwankung heraus, welche zur Zeit $t = 0$ die Geschwindigkeit null ergibt, so haben wir also nach einer Funktion $u(t)$ zu suchen, welche die Eigenschaft

1) Es ist dabei in Wirklichkeit an Werte $t = -\omega$, $t = +\omega$ zu denken, wo ω gegen die z. B. bei elektrischen Schwingungen in Betracht kommenden Schwingungsdauern groß ist.

$$\left.\begin{aligned} u &= -a\sqrt{T}, \quad \text{für } t = -\infty, \\ u &= 0, \quad\quad\;\; ,, \quad t = 0, \\ u &= +a\sqrt{T}, \quad ,, \quad t = +\infty \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

besitzt.

Ein besonders einfaches Beispiel einer solchen Funktion ist die folgende:

$$u(t) = a\sqrt{T}\left\{\frac{1+e^{-\frac{4\pi}{\beta}Tt}}{1-e^{-\frac{4\pi}{\beta}Tt}} - \frac{\beta}{2\pi}\frac{1}{Tt}\right\}, \quad (3)$$

wo β irgendeinen positiven, von null verschiedenen Zahlenfaktor bedeutet. Diese Funktion hat die bemerkenswerte Eigenschaft, daß sie sich in besonders einfacher Art nach Schwingungen von der Art

$$u_\nu \sin \nu t \quad (0 \leqq \nu \leqq \infty)$$

auflösen läßt; es ist

$$u(t) = \int_0^\infty \frac{A\nu^2}{\sqrt{T}\left(e^{\frac{\beta\nu}{T}}-1\right)} \sin \nu t \, d\nu; \quad A = \frac{a}{2\pi\beta}. \quad (4)$$

Die von uns betrachtete Elementarschwankung läßt sich also zusammengesetzt ansehen aus Schwingungen von der Frequenz ν $(0 \leqq \nu \leqq \infty)$ mit Amplituden

$$\text{proportional } \frac{\nu^2}{\sqrt{T}\left(e^{\frac{\beta\nu}{T}}-1\right)}. \quad (5)$$

Die monochromatische Schwingungsenergie wird dann proportional

$$\frac{\nu^4}{T\left(e^{\frac{\beta\nu}{T}}-1\right)^2}, \quad (6)$$

während dieselbe nach dem Planckschen Verteilungsgesetz proportional

$$\frac{\nu^3}{e^{\frac{\beta\nu}{T}}-1}$$

ist. Das sich so ergebende Strahlungsgesetz geht, wie leicht ersichtlich ist, ebenso wie das Plancksche Verteilungsgesetz, für große $\frac{\nu}{T}$ in das Gesetz von W. Wien, für kleine $\frac{\nu}{T}$ in das Gesetz von Rayleigh über; das Wiensche Verschiebungsgesetz ist stets erfüllt.

Wenn wir auch die vereinfachende Voraussetzung fallen lassen, daß alle u_0 gleiche absolute Werte $(a\sqrt{T})$ haben und die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung für die u_0 einführen, so ändert sich dadurch an den Mittelwerten der monochromatischen Schwingungsenergien und der Schwingungsenergien im allgemeinen nichts.

Auf die Beziehung dieser Vorstellungen über die Natur der schwarzen Strahlung zu der Quantenvorstellung werde ich bei einer anderen Gelegenheit eingehen.

(Eingegangen 5. Juni 1913.)

Ein Beitrag zur Frage der elektrischen Abstimmfähigkeit der verschiedenen radiotelegraphischen Systeme.

Von H. Rein.

In der Einleitung zu einer früheren Arbeit[1]) habe ich dargelegt, welche Störungsquellen noch technisch überwunden werden müssen, um einen vollkommen einwandfreien radiotelegraphischen Verkehr zwischen zwei Stationen zu gewährleisten. Es sind dies die atmosphärischen Ladungserscheinungen in der Empfangsantenne und die Ströme, die, hervorgerufen durch elektromagnetische Wellen dritter Stationen, die Empfangsindikatoren zum Ansprechen bringen. Zur Unschädlichmachung der ersteren Störungsursache hat man die verschiedensten Methoden entwickelt, um den Morsezeichen der Sendeseite zugleich den Rhythmus bestimmter Töne aufzudrücken[2]), welche beim Auftreten atmosphärischer Nebengeräusche auf der Empfangsstation leicht durchgehört werden können. Was man damit auf der einen Seite gewann, ging jedoch zum Teil auf der anderen wieder verloren. Denn da die tönenden Sender zumeist mit abklingenden Antennenschwingungen arbeiten, verschlechtert sich die Abstimmfähigkeit auf der Empfangsseite mit der Zunahme der Dämpfung des Sendeluftleiters. Diese Tatsache wird besonders auf all den Stationen störend empfunden, welche in der Nachbarschaft starker tönender Senderanlagen miteinander zu verkehren gezwungen sind.

Es wäre daher die Frage zu erwägen, ob nicht im Interesse eines allseitig störungsfreien Depeschenaustausches die Großstationen grundsätzlich mit Sendern auszurüsten sind, welche ausschließlich ungedämpfte Wellenzüge erzeugen.

Um zunächst ein Urteil über die Abstimmschärfe der verschiedenen Systeme zu gewinnen, seien im folgenden die theoretischen Grundlagen des Empfangs von ungedämpften und gedämpften Schwingungen zusammengestellt, welche, wie später gezeigt werden wird, mit den experimentellen Ergebnissen in Einklang stehen. Da bei den meisten Anlagen ausschließlich Primärempfang üblich ist, d. h. abgestimmte Sekundärkreise nicht verwendet werden, sind

1) Diese Zeitschr. 11, 591, 1910.
2) Rein, Radiotelegraph. Praktikum 1912. 2. Aufl., S. 139.

die vergleichenden Betrachtungen auf diesen Fall beschränkt worden.

1. Ungedämpfte Senderschwingungen.

Unter der Annahme, daß die Radiotelegraphie in letzter Linie ein Problem der drahtlosen Energieübertragung ist, ergibt sich bei Verwendung von Senderschwingungen von stets gleichbleibender Amplitude, sofern der Detektor direkt in dem Empfangsluftleiter geschaltet ist, folgende aus der Wechselstromtechnik bekannte Beziehung:

$$i_2 = \frac{e_2}{\sqrt{W_2^2 + \left(\omega_1 L_2 - \frac{1}{\omega_1 C_2}\right)^2}}.$$

Hierbei bedeuten (vgl. Fig. 1):

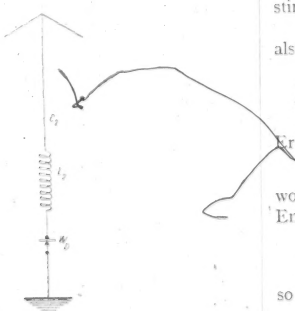


Fig. 1.

e_2 = Effektivwert der in der Empfangsantenne induzierten elektromotorischen Kraft,
i_2 = Effektivwert des Stroms in der Empfangsantenne,
W_2 = Ohmscher Gesamtwiderstand des Empfangssystems,
W_{a_2} = Ohmscher Widerstand der Antenne (Strahlungswiderstand + Erdwiderstand + Leitungswiderstand),
W_D = Ohmscher Widerstand des Detektors,
L_2 = Gesamtselbstinduktion des Antennenkreises,
C_2 = Gesamtkapazität des Antennenkreises,
ν_1 = Periodenzahl der Senderschwingungen,
$\omega_1 = 2\pi\nu_1$.

Führt man außerdem die Eigenperiode ν_2 des Empfangssystems ein, welche durch die folgende Gleichung gegeben ist,

$$(2\pi\nu_2)^2 = \omega_2^2 = \frac{1}{L_2 C_2},$$

so läßt sich die Ausgangsgleichung wie folgt umformen:

$$i_2 = \frac{e_2}{\sqrt{W_2^2 + \left(\omega_1 L_2 - \frac{1}{\omega_1}\cdot\omega_2^2 L_2\right)^2}},$$

$$i_2 = \frac{e_2}{\sqrt{W_2^2 + \omega_1^2 L_2^2 \cdot \left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2}\right)^2}}.$$

Im Resonanzfalle ($\omega_2 = \omega_1$) ergibt sich:

$$i_{2r} = \frac{e_2}{W_2} = \frac{e_2}{W_{a_2} + W_D}.$$

Um nun die Abstimmschärfe festzustellen, ist die Abnahme der dem Detektor zugeführten Energie A_n bei einer bestimmten Verstimmung $\left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)$ des Empfängers zu ermitteln.

Die Nutzenergie des Empfangssystems bestimmt sich zu:

$$A_n = i_2^2 \cdot W_D,$$

also:

$$\frac{A_n}{A_{n_r}} = \left(\frac{i_2}{i_{2r}}\right)^2 = \frac{W_2^2}{W_2^2 + \omega_1^2 L_2^2 \cdot \left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2}\right)^2}.$$

Ersetzt man W_2^2 durch

$$W_2^2 = \vartheta_2^2 \cdot 4 L_2^2 \cdot \nu_1^2,$$

wobei ϑ_2 das logarithmische Dekrement des Empfangssystems darstellt, und

$$\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2}\right) \sim 2 \cdot \left(1 - \frac{\omega_2}{\omega_1}\right) = 2 \cdot \left(1 - \frac{\nu_2}{\nu_1}\right),$$

so erhält man als Schlußgleichung:

$$\frac{A_n}{A_{n_r}} = \left(\frac{i_2}{i_{2r}}\right)^2 = \frac{\vartheta_2^2}{\vartheta_2^2 + 4\pi^2 \cdot \left(1 - \frac{\nu_2}{\nu_1}\right)^2} = \frac{1}{1 + \frac{4\pi^2}{\vartheta_2^2} \cdot \left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^2},$$

d. h. die Abstimmschärfe ist bei Verwendung ungedämpfter Schwingungen um so größer, je kleiner das logarithmische Dekrement ϑ_2 der Empfangsanordnung ist. Da der Wert ϑ_2 das Dämpfungsdekrement der eigentlichen Antenne (ϑ_{a_2}) und das des Empfangsindikators (ϑ_D) umfaßt, ist weiter festzustellen, in welchem Größenverhältnis diese beiden Zahlenwerte zueinander stehen müssen, um den besten Empfang, d. h. die größte Nutzenergie $A_{n_{max.}}$ zu erzielen.

Nach Rüdenberg[1]) erhält man:

$$A_{n_r} = i_{2r}^2 \cdot W_D, \quad i_{2r} = \frac{e_2}{W_{a_2} + W_D},$$

$$A_{n_r} = \frac{e_2^2}{(W_{a_2} + W_D)^2} \cdot W_D.$$

1) Ann. d. Phys. **25**, 446, 1908.

Bildet man nun den Differentialquotienten $\frac{dA_{n_r}}{dW_D}$ und setzt diesen Ausdruck gleich Null, so ergibt sich der Höchstwert der Detektorenergie für ein Widerstandsverhältnis $\frac{W_{a_2}}{W_D} = 1$, d. h. bei Verwendung von ungedämpften Schwingungen wird die Empfangsenergie am größten, wenn der wirksame Detektorwiderstand W_D gleich den übrigen Antennenwiderständen W_{a_2} ist. Um diesen günstigsten Wert leicht einstellen zu können, ordnet man den Indikator von beliebigem Widerstande zweckmäßig in einem aperiodischen Sekundärkreise II (Fig. 2)

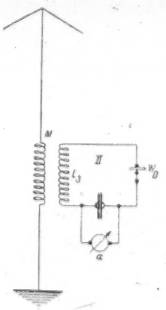


Fig. 2.

an, dessen Kopplung mit dem Luftleiter dann so lange verändert wird, bis der Höchstwert der Empfangsenergie sich einstellt. In diesem Falle ist in der obenstehenden Gleichung ($W_{a_2} = W_D$) W_D durch W_K zu ersetzen, wobei W_K durch folgende Beziehung gegeben ist:

$$W_{a_2} = W_K = \frac{\omega_1^2 M^2}{\omega_1^2 L_3^2 + W_D^2} \cdot W_D.$$

Hierbei stellt M den Koeffizienten der gegenseitigen Induktion dar. Für den Fall, daß W_D^2 gegenüber $(\omega_1 L_3)^2$ zu vernachlässigen ist, erhält man:

$$W_{a_2} = W_K = \frac{M^2}{L_3^2} \cdot W_D,$$

d. h. je größer der Detektorwiderstand ist, um so loser muß die Kopplung eingestellt werden. Ist jedoch, und dies dürfte wohl zumeist zutreffen, W_D^2 sehr viel größer als $(\omega_1 L_3)^2$, so gilt:

$$W_{a_2} = W_K = \frac{\omega_1^2 M^2}{W_D},$$

d. h. mit wachsendem W_D und abnehmender Periodenzahl ist die Kopplung zu verstärken.

2. Gedämpfte Senderschwingungen.

Nach der Bjerknesschen Theorie[1]) ergibt sich der Stromeffekt in der Empfangsantenne zu:

$$i_2^2 = a \cdot \frac{e_2^2}{32\pi^2 \cdot \nu_1^3 \cdot L_2^2} \cdot \frac{\vartheta_{a_1} + \vartheta_2}{\vartheta_{a_1} \cdot \vartheta_2} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{\nu_2}{\nu_1}\right)^2 + \left(\frac{\vartheta_{a_1} + \vartheta_2}{2\pi}\right)^2}.$$

In Ergänzung zu den obigen Erklärungen bedeutet hierbei:

a = sekundliche Entladungszahl,
ϑ_{a_1} = logarithmisches Dekrement der Senderantenne.

Im Falle der Abstimmung von Sende- und Empfängerluftleiter vereinfacht sich die Gleichung wie folgt:

$$i_{2r}^2 = a \cdot \frac{e_2^2}{8 \cdot \nu_1^3 \cdot L_2^2} \cdot \frac{1}{\vartheta_{a_1} \cdot \vartheta_2 \cdot (\vartheta_{a_1} + \vartheta_2)},$$

$$i_2^2 \cdot W_2 = \frac{e_2^2}{W_2} \cdot \frac{a}{2 \cdot \nu_1 \cdot \vartheta_{a_1}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\vartheta_{a_1}}{\vartheta_2}}.$$

Der erste Faktor dieses Produkts stellt die Empfangsantennenleistung bei Verwendung ungedämpfter Schwingungen dar, der zweite kommt hinzu, da die Senderschwingungen eine abklingende Amplitudenkurve aufweisen, und der dritte trägt dem Umstand Rechnung, daß in der Empfangsantenne nicht sofort der volle Strom vorhanden ist, sondern ein allmähliches Ansteigen bei jedem Wellenzuge von neuem stattfinden muß.

Bildet man nun auch hier den Ausdruck $\frac{A_n}{A_{n_r}}$, so erhält man:

$$\frac{A_n}{A_{n_r}} = \left(\frac{i_2}{i_{2r}}\right)^2 = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \frac{(\vartheta_{a_1} + \vartheta_2)^2}{(\vartheta_{a_1} + \vartheta_2)^2 + \left(1 - \frac{\nu_2}{\nu_1}\right)^2} = \frac{1}{1 + \frac{4\pi^2}{(\vartheta_{a_1} + \vartheta_2)} \cdot \left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^2}.$$

Bei gleicher Empfängerdämpfung ϑ_2 ist daher die Abstimmschärfe beim Betrieb mit gedämpften Senderschwingungen geringer, als wenn der Sender elektromagnetische Wellen konstanter Amplitude ausstrahlt. Auch bezüglich der günstigsten Kopplung liegen die Verhältnisse bei den Funkensendern nicht zum Vorteil einer scharfen Abstimmung, da hier, wie die Rechnung und die Erfahrung zeigt, die günstigsten Empfangsverhältnisse bei engerer Kopplung, also

1) Wied. Ann. **55**, 121, 1895; Zenneck, Lehrb. d. drahtl. Telegr. 1913, 2. Aufl., S. 125.

höherer Empfängerdämpfung, gefunden werden als beim Betriebe mit ungedämpften Wellen.

Es war:

$$A_{u_r} = i_{2r}^2 \cdot W_D = a \cdot \frac{e_2^2}{8 \cdot r_1^3 \cdot L_2^2} \cdot W_D \cdot \frac{1}{\vartheta_{a_1} \vartheta_2 \cdot (\vartheta_{a_1} + \vartheta_2)}.$$

Führt man hier statt der Dämpfungsdekremente die Ausdrücke

$$\vartheta_a = \frac{W_{a_1}}{2L_1} \cdot \frac{1}{r_1}$$

und

$$\vartheta_2 = \frac{W_2}{2L_2} \cdot \frac{1}{r_1}$$

ein, so erhält man:

$$A_{u_r} = \frac{e_2^2 \cdot W_D}{2} \cdot \frac{a}{r_1 \cdot W_2^2} \cdot \frac{1}{\vartheta_{a_1}\left(1 + \frac{\vartheta_{a_1}}{\vartheta_2}\right)}$$

$$= \frac{e_2^2 \cdot W_D}{(W_{a_1} + W_D)^2} \cdot \frac{a}{\frac{2L_1^2}{W_{a_1} L_1 \cdot (W_D + W_{a_1}) + W_{a_1}^2 L_2}}.$$

Bildet man weiter:

$$\frac{dA_{u_r}}{dW_D} = 0,$$

so ergibt sich:

$$W_D^2 = W_{a_2}^2 + \frac{L_2}{L_1} \cdot W_{a_1} W_{a_2},$$

$$W_D^2 = W_{a_2}^2 \cdot \left(1 + \frac{\vartheta_{a_1}}{\vartheta_{a_2}}\right).$$

Je größer also die Dämpfung der Senderantenne ϑ_{a_1} im Verhältnis zu der der Empfangsantenne ϑ_{a_2} ist, um so größer muß W_D sein, wenn dem Detektor der Höchstwert der Energie zugeführt werden soll.

Nimmt demnach eine gegebene Empfangsstation, die beispielsweise mit einem Lichtschreiber (Kontaktdetektor in Verbindung mit einem Farbengalvanometer) ausgerüstet ist, bei gleicher Wellenlänge und günstigsten Empfangsverhältnissen nacheinander die Zeichen einer Funkenstation und einer Lichtbogenstation auf, so muß im ersten Fall der aperiodische Detektorkreis fester gekoppelt werden, wenn das Fadengalvanometer seinen größten Ausschlag aufweisen soll.

Zur Nachprüfung dieser theoretischen Ableitungen wurden zwischen zwei Stationen der C. Lorenz-A.-G. unter Benutzung beistehender Schaltung (Fig. 3) eine Reihe von Fernversuchen ausgeführt. Zur Verfügung standen auf der Sendeseite:

1. eine tönende Löschfunkenstation (Wien),
2. ein Lichtbogensender (Poulsen),

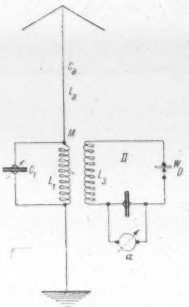


Fig. 3.

3. ein Hochfrequenzmaschinensender (Goldschmidt).

Alle diese Sender arbeiteten nacheinander auf die gleiche Schirmantenne. Es wurde hierbei für jede Versuchsreihe die Wellenlänge und die Energie der Gebestation konstant gehalten und die Resonanzkurve des Empfängers unter Benutzung eines Kontaktdetektors in Verbindung mit einem empfindlichen Galvanometer aufgenommen. Dies geschah durch Veränderung der Kapazität des Kondensators C_1, welche, da die Eigenselbstinduktion L_a der Antenne gegenüber dem eingeschalteten Werte L_1 vernachlässigt werden kann, der Antennenkapazität C_a parallel geschaltet anzusehen ist. Wie der Sendeluftleiter, so war auch die Empfangsantenne (Schirmantenne) für alle Versuche die gleiche.

Fig. 4 zeigt die Resonanzkurve des Empfängers

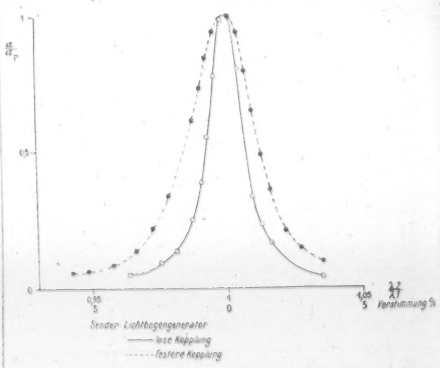


Fig. 4.

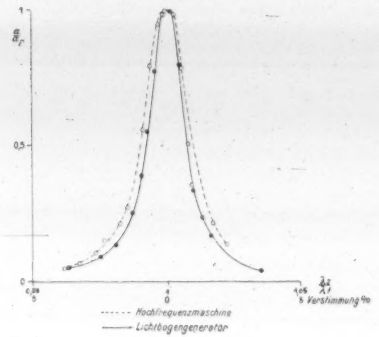


Fig. 5.

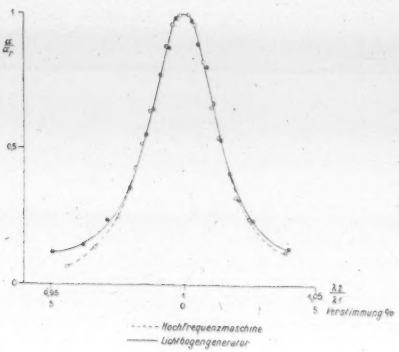


Fig. 6.

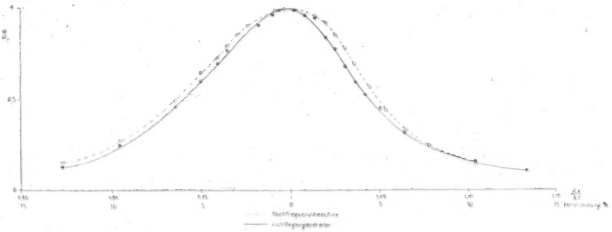


Fig. 7.

$$\frac{a}{a_r} \simeq \left(\frac{i_2}{i_{2r}}\right)^2 = f\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^{1)}$$

bei Benutzung eines Poulsengenerators für zwei verschiedene Kopplungsgrade des aperiodischen Detektorkreises. Die ausgezogene Kurve wurde erhalten für eine Anordnung, bei welcher im Resonanzfalle der größte Ausschlag am Galvanometer sich einstellte. Die gestrichelte Kurve ergibt sich bei Verwendung einer festeren Kopplung, wie sie etwa ein tönender Löschfunkensender verlangt, um bei gleicher Welle den größten Ausschlag am Stromzeiger hervorzurufen. Die Senderwelle betrug 5600 m.

Aus den Aufnahmen geht hervor, daß, je geringer die Empfängerdämpfung, um so größer die Abstimmschärfe ist.

Um über die Abstimmfähigkeit der Schwingungen, die durch einen Lichtbogensender (Poulsen) und eine Hochfrequenzmaschine (Goldschmidt) erzeugt werden, ein Urteil zu gewinnen, wurden die Fig. 5, 6 und 7 aufgenommen, wobei die Kopplung des Detektorkreises lose (Betriebsstellung), fest und extrem fest (Suchschaltung) eingestellt wurde (Wellenlänge = 5600 m). Es zeigte sich, daß beide Sendermethoden bezüglich ihrer Abstimmfähigkeit annähernd gleichwertig sind, daß demnach die unvermeidlichen Schwankungen der Wellenlänge und der Energie beim Poulsensender von der gleichen Größenordnung sind, wie der Einfluß der Tourenschwankungen der Hochfrequenzmaschine. Daß diese Erscheinungen aber im praktischen Telegraphierbetriebe keine Rolle spielen, geht aus den Ergebnissen der nachfolgend beschriebenen Vergleichsversuche zwischen einem Poulsensender und einem Wienschen Löschfunkensender hervor (Fig. 8, 9, 10 und 11).

Als Vergleichsmaßstab möge der Wert der Verstimmung dienen, welcher nötig ist, um den Resonanzausschlag a_r des Galvanometers auf die Hälfte seines Wertes zu bringen.

Bei der Aufnahme der Kurven Fig. 8 war

1) Meist ist es üblich, $\frac{a}{a_r} = f\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)$ aufzutragen. Da es sich im vorliegenden Falle nur um Vergleichswerte handelt, ist die Art der Darstellung gleichgültig.

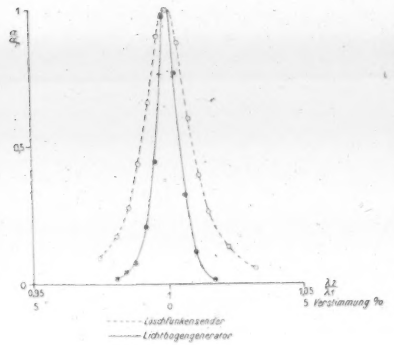


Fig. 8.

die Detektorkreiskopplung so gewählt, daß die Verhältnisse am günstigsten für den Empfang der ungedämpften Wellen lagen.

Es ergibt sich aus den Kurven, daß die Abstimmschärfe des Funkensenders um etwa 130 Proz. schlechter ist als die der Lichtbogengeneratorstation. Das gleiche Ergebnis (100 Proz.) läßt sich aus den Aufnahmen der Fig. 9 ab-

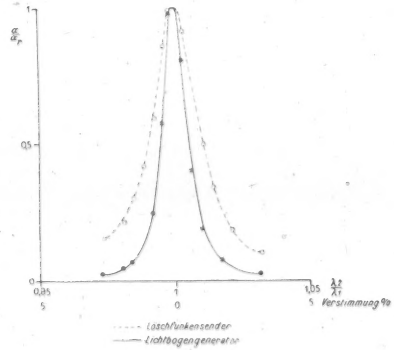


Fig. 9.

leiten, bei welchen die Kopplung des Kontaktdetektors mit dem Luftleiter auf den günstigsten Empfang bei Funkenbetrieb eingestellt worden war.

Noch ungünstiger liegen die Verhältnisse für den Funkensender, wenn man die Resonanzkurve des Empfängers bei bestem Empfang von ungedämpften Schwingungen mit derjenigen vergleicht, die man bei größter Energieaufnahme des Detektors unter Verwendung abklingender Senderschwingungen erhält. Hier beträgt die notwendige Verstimmung 150 Proz.

Die Unterschiede zwischen den verglichenen Sendersystemen verringern sich, wenn man die Sendeluftleiterdämpfung vermindert oder die des Empfängers erhöht. Während die Aufnahmen der Fig. 8 und 9 bei einer Betriebswellenlänge von etwa 3000 m (1,5 fache der Grundschwingung der Senderantenne) aufgenommen wurden, ergeben sich für eine Welle von etwa 5600 m (2,8 fach der Eigenschwingung des Sendeluftleiters) folgende Zahlenwerte (Fig. 10 und 11):

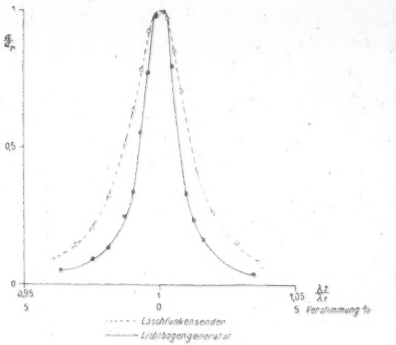


Fig. 10.

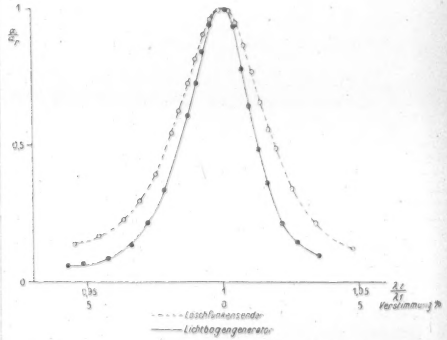


Fig. 11.

Günstigste Kopplung der Zelle für den Poulsensender: Abnahme der Abstimmschärfe für den Funkensender etwa 75 Proz.

Feste Kopplung der Zelle mit dem Luftleiter: Abnahme der Abstimmschärfe für den Funkensender etwa 40 Proz.

Zusammenfassend läßt sich demnach bezüglich der Abstimmschärfe der verschiedenen Sender feststellen:

a) Die Abstimmschärfe der Hochfrequenzmaschine und des Poulsensenders gleicher Leistung ist annähernd die gleiche. Sie wächst mit abnehmender Empfängerdämpfung.

b) Der Funkensender besitzt gegenüber den ungedämpften Systemen eine geringere Abstimmschärfe, die um so mehr hervortritt, je größer die Dämpfung der Senderantenne gegenüber der des Empfangssystems ist.

(Eingegangen 7. Mai 1913.)

Beitrag zu einer Theorie der stationären Strömung kompressibler Flüssigkeiten.

Von Oskar Janzen.

In der theoretischen Aerodynamik wird die Luft als inkompressibel angesehen. Es ist bisher noch nicht untersucht worden, welchen Einfluß die Kompressibilität auf die Stromlinien hat, wie dieser Einfluß mit der Stromgeschwindigkeit wächst, und wann er nicht mehr vernachlässigt werden darf.

Von hohem Interesse ist die Frage, ob das hydrodynamische Paradoxon auch für kompressible Flüssigkeiten Geltung behält, d. h. ob ein fester Körper in stationär fließender Luft keinen Widerstand findet, wenn man voraussetzt, daß die Geschwindigkeit überall eine stetige Funktion des Ortes sei.

Diese Fragen sollen an einem besonderen Falle zweidimensionaler Strömung untersucht werden.

§ 1. Die Aufgabe.

Eine kompressible Flüssigkeit sei nach allen Dimensionen unendlich ausgedehnt. Sie bewege sich mit der gegen Zeit und Ort unveränderlichen Geschwindigkeit U.

In diese Flüssigkeit denke man sich einen unendlichen Kreiszylinder gestellt, dessen Achse senkrecht zur Stromrichtung sei. Der Radius des Zylinders sei a. Die Strömung wird sich einem stationären Zustand nähern, dessen Geschwindigkeitspotential mit φ bezeichnet werde.

Man schneide den Zylinder durch eine Ebene senkrecht zur Achse. Diese möge in O geschnitten werden. r und ϑ seien die Polarkoordinaten eines Punktes P. Der Koordinatenanfangspunkt soll O sein, die Anfangsrichtung $\vartheta = 0$ sei der Strömung entgegengesetzt gerichtet. ϱ bezeichne die Dichte der Flüssigkeit.

Es werde vorausgesetzt, daß $\varphi(r, \vartheta)$ nebst den ersten und zweiten partiellen Ableitungen eindeutig und stetig sei im ganzen Raume außerhalb des Zylinders.

§ 2. Umformung der Kontinuitätsgleichung.

Die Kontinuitätsgleichung muß dann lauten

$$\frac{\partial \varrho}{\partial r}\frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{1}{r}\cdot\varrho\cdot\frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial \varrho}{\partial \vartheta}\frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta} = 0. \quad (1)$$

Es werde zunächst ϱ als konstant angesehen und man erhalte $\varphi_1(r, \vartheta)$ als die Funktion, die der Gleichung (1) und den Grenzbedingungen

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial r} = 0 \text{ für } r = a$$

genügt. $$= U\cdot\cos\vartheta \text{ für } r = \infty$$

Diese Funktion ist

$$\varphi_1 = U\left(r + \frac{a^2}{r}\right)\cos\vartheta.$$

Ist U klein, so ist ϱ zwar nicht konstant, weicht aber nur wenig von einem festen Werte ϱ_0 ab, so daß $\varrho = \varrho_0 + f(r, \vartheta)$ ist, wo $f(r, \vartheta)$ immer sehr klein gegen ϱ_0 bleibt.

Dann erhält Gleichung (1) die Form

$$\frac{\partial [\varrho_0 + f]}{\partial r}\frac{\partial (\varphi_1 + \varphi - \varphi_1)}{\partial r} +$$

$$+ \frac{1}{r}(\varrho_0 + f)\cdot\frac{\partial (\varphi_1 + \varphi - \varphi_1)}{\partial r} +$$

$$+ \frac{1}{r^2}\cdot\frac{\partial [\varrho_0 + f]}{\partial \vartheta}\frac{\partial (\varphi_1 + \varphi - \varphi_1)}{\partial \vartheta} = 0,$$

$$\text{I.} \quad \varrho_0\left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \vartheta^2}\right],$$

$$\text{II.} \quad + \left[\frac{\partial f}{\partial r}\cdot\frac{\partial \varphi_1}{\partial r} + \frac{f}{r}\cdot\frac{\partial \varphi_1}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial f}{\partial \vartheta}\cdot\frac{\partial \varphi_1}{\partial \vartheta}\right],$$

$$\text{III.} \quad + \left[\frac{\partial f}{\partial r}\cdot\frac{\partial (\varphi - \varphi_1)}{\partial r} + \frac{f}{r}\cdot\frac{\partial (\varphi - \varphi_1)}{\partial r} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{r^2}\frac{\partial f}{\partial \vartheta}\frac{\partial (\varphi - \varphi_1)}{\partial \vartheta}\right] = 0,$$

Da sowohl f wie auch $\varphi - \varphi_1$ klein sein sollen, wird (III) gegen (I) und (II) vernachlässigt, so daß die Kontinuitätsgleichung lautet

$$\text{I} + \text{II} = 0. \quad (2)$$

§ 3. Angenäherte Berechnung von f, wenn für die Zustandsänderung das Mariottesche Gesetz zugrunde gelegt wird.

f kann angenähert bestimmt werden, da φ

wenig von φ_1 abweichen soll. Nehmen wir an, es sei $\varphi = \varphi_1$ und der Druck $p = \frac{p_0}{\varrho_0} \cdot \varrho$.

Längs einer Stromlinie ist, wenn mit v die Geschwindigkeit bezeichnet wird

$$\int \frac{dp}{\varrho} = -\frac{1}{2} v^2 + \text{konst.},$$

$$\int \frac{p_0}{\varrho_0} \cdot \frac{d\varrho}{\varrho} = -\frac{1}{2} v^2 + \text{konst.},$$

$$\frac{p_0}{\varrho_0} \cdot \ln \varrho = -\frac{1}{2} v^2 + \text{konst.}$$

Alle Stromlinien gehen ins Unendliche, wo konst. für alle dieselbe Größe ist, nämlich

$$\frac{p_0}{\varrho_0} \ln \varrho_0 + \frac{1}{2} U^2.$$

Daraus folgt:

$$\frac{p_0}{\varrho_0} \cdot \ln \varrho = -\frac{1}{2} v^2 + \frac{p_0}{\varrho_0} \cdot \ln \varrho_0 + \frac{1}{2} U^2,$$

$$\frac{p_0}{\varrho_0} (\ln \varrho - \ln \varrho_0) = \frac{1}{2} (U^2 - v^2).$$

Da $\frac{\varrho - \varrho_0}{\varrho_0}$ sich wenig von o unterscheidet, kann man angenähert setzen

$$\frac{p_0}{\varrho_0^2} (\varrho - \varrho_0) = \frac{1}{2} (U^2 - v^2).$$

Folglich ist

$$f = \varrho - \varrho_0,$$

$$= \frac{\varrho_0^2}{2 p_0} (U^2 - v^2)^{1}).$$

Ferner ist

$$v^2 = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{r \partial \vartheta}\right)^2,$$

$$\sim \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi_1}{r \partial \vartheta}\right)^2,$$

$$= U^2 \left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right)^2 \cos^2 \vartheta + U^2 \left(1 + \frac{a^2}{r^2}\right) \sin^2 \vartheta,$$

$$= U^2 + U^2 \cdot \frac{a^4}{r^4} - 2 U^2 \frac{a^2}{r^2} \cos 2\vartheta,$$

$$U^2 - v^2 \sim U^2 \cdot a^2 \left(\frac{2 \cos 2\vartheta}{r^2} - \frac{a^2}{r^4}\right),$$

$$f \sim \frac{U^2 \cdot a^2 \varrho_0^2}{2 p_0} \left(\frac{2 \cos 2\vartheta}{r^2} - \frac{a^2}{r^4}\right). \qquad (3)$$

1) Bei adiabatischer Zustandsgleichung

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\varrho}{\varrho_0}\right)^k$$

würde man erhalten

$$f \sim \frac{\varrho_0^2}{2 \cdot k \cdot p_0} \cdot (U^2 - v^2).$$

§ 4. Ausrechnung des Gliedes (II) in Gleichung (2).

Es ist:

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial r} = U \left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right) \cos \vartheta,$$

$$\frac{\partial \varphi_1}{r \partial \vartheta} = -U \left(1 + \frac{a^2}{r^2}\right) \sin \vartheta,$$

$$f \cdot \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} = \frac{U^3 a^2 \cdot \varrho_0^2}{2 p_0} \left(\frac{2}{r^2} \cos 2\vartheta \cos \vartheta - \right.$$

$$\left. - \frac{2}{r^2} \cdot \frac{a^2}{r^2} \cos 2\vartheta \cdot \cos \vartheta - \frac{a^2}{r^4} \cos \vartheta + \frac{a^4}{r^6} \cos \vartheta\right),$$

$$\frac{f}{r} \cdot \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} = \frac{U^3 \cdot a^2 \cdot \varrho_0^2}{2 p_0} \left[\left(\frac{1}{r^3} - \frac{2 a^2}{r^5} + \frac{a^4}{r^7}\right) \cos \vartheta + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{1}{r^3} - \frac{a^2}{r^5}\right) \cos 3\vartheta\right],$$

$$\partial f \cdot \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} = \frac{U^3 \cdot a^2 \cdot \varrho_0^2}{2 p_0} \left[\left(-\frac{2}{r^3} + \frac{8 a^2}{r^5} - \frac{6 a^4}{r^7}\right) \cos \vartheta \right.$$

$$\left. + \left(-\frac{2}{r^3} + \frac{4 a^2}{r^5}\right) \cos 3\vartheta\right],$$

$$f \cdot \frac{\partial \varphi_1}{r \partial \vartheta} = \frac{U^3 \cdot a^2 \cdot \varrho_0^2}{2 p_0} \left[\cos 2\vartheta \cdot \sin \vartheta \left(-\frac{2}{r^2} - \frac{2 a^2}{r^4}\right) \right.$$

$$\left. + \left(\frac{a^2}{r^4} + \frac{a^4}{r^6}\right) \cdot \sin \vartheta\right]$$

$$= \frac{U^3 \cdot a^2 \cdot \varrho_0^2}{2 p_0} \cdot \left[\sin \vartheta \left(\frac{1}{r^2} + \frac{a^2}{r^4}\right) \right.$$

$$\left. + \sin 3\vartheta \left(-\frac{1}{r^2} - \frac{a^2}{r^4}\right) + \sin \vartheta \left(\frac{a^2}{r^4} + \frac{a^4}{r^6}\right)\right],$$

$$\frac{\partial f}{r} \cdot \frac{\partial \varphi_1}{r \partial \vartheta} = \frac{U^3 \cdot a^2 \varrho_0^2}{2 p_0} \left[\left(\frac{1}{r^3} + \frac{2 a^2}{r^5} + \frac{a^4}{r^7}\right) \cos \vartheta \right.$$

$$\left. - \left(\frac{3}{r^3} + \frac{3 a^2}{r^5}\right) \cos 3\vartheta\right].$$

Darum erhält man

$$\text{II} = \frac{U^3 \cdot a^2 \varrho_0^2}{2 p_0} \cdot \left[\cos \vartheta \left(\frac{8 a^2}{r^5} - \frac{4 a^4}{r^7}\right) - \cos 3\vartheta \cdot \frac{4}{r^3}\right].$$

§ 5. Die Lösung der Randwertaufgabe.

Die Kontinuitätsgleichung lautet nunmehr:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{r^2 \partial \vartheta^2} =$$

$$= \frac{4 U^3 a^2 \varrho_0}{2 p_0} \left[\cos \vartheta \left(\frac{a^4}{r^7} - \frac{2 a^2}{r^5}\right) + \cos 3\vartheta \cdot \frac{1}{r^3}\right].$$

Wir setzen

$$\frac{4 U^3 a^2 \cdot \varrho_0}{2 p_0} = k.$$

Dann ist

$$\varphi = U\left(r + \frac{a^2}{r}\right)\cos\vartheta + g_1(r)\cos\vartheta + g_3(r)\cdot\cos 3\vartheta.$$

g_1 und g_3 müssen den Bedingungen genügen

$$g_1' = 0 \text{ für } r = a \text{ und } r = \infty,$$
$$g_3' = 0 \text{ für } r = a \text{ und } r = \infty,$$

$$g_1'' + \frac{1}{r}g_1' - \frac{1}{r^2}g_1 = -2ka^2\cdot\frac{1}{r^5} + k\cdot\frac{a^4}{r^7},$$

$$g_3'' + \frac{1}{r}g_3' - \frac{9}{r^2}\cdot g_3 = k\cdot\frac{1}{r^3}.$$

Bestimmung von g_1.

Es sei

$$g_1 = c_0 + c_1\cdot\frac{1}{r} + c_2\cdot\frac{1}{r^2} + \cdots\cdots$$

Wegen $g_1' = 0$ für $r = \infty$ kann g_1 keine Glieder enthalten, bei denen r einen positiven Exponenten hat.

Es folgt aus der Differentialgleichung für g_1:

1. $c_0 = 0,$
2. $1\cdot 2\cdot c_1 - 1\cdot c_1 - c_1 = 0.$

c_1 ist also zunächst unbestimmt.

3. $2\cdot 3\cdot c_2 - 2\cdot c_2 - 1\cdot c_2 = 0$
$c_2 = 0,$
4. $3\cdot 4\cdot c_3 - 3c_3 - 1\cdot c_3 = -2k\cdot a^2$
$8c_3 = -2k\cdot a^2$
$c_3 = -\frac{k}{4}\cdot a^2,$
5. $c_4 = 0,$
6. $5\cdot 6\cdot c_5 - 5c_5 - 1c_6 = k\cdot a^4$
$24c_5 = k\cdot a^4$
$c_5 = \frac{k}{24}\cdot a^4,$
7. $c_6 = c_7 = c_8 = \cdots = 0.$

Aus der Bedingung $g_1' = 0$ für $r = a$ folgt:

$$-c_1\cdot\frac{1}{r^2} + 3\frac{k}{4}\cdot a^2\cdot\frac{1}{r^4} - \frac{5}{24}\cdot k\cdot a^4\cdot\frac{1}{r^6} = 0 \text{ für } r = a$$

$$-c_1 + \frac{3}{4}k - \frac{5}{24}k = 0,$$

8. $c_1 = \frac{13}{24}k.$

Darum ist

$$g_1 = \frac{13}{24}\cdot k\cdot\frac{1}{r} - \frac{1}{4}\cdot k\cdot a^2\cdot\frac{1}{r^3} + \frac{1}{24}\cdot k\cdot a^4\cdot\frac{1}{r^5}$$
$$= k\left(\frac{13}{24}\cdot\frac{1}{r} - \frac{1}{4}\cdot a^2\cdot\frac{1}{r^3} + \frac{1}{24}\cdot a^4\cdot\frac{1}{r^5}\right).$$

Bestimmung von g_3.

Wegen $g_3' = 0$ für $r = \infty$ ist g_3 von der Form

$$d_0 + d_1\cdot\frac{1}{r} + d_2\cdot\frac{1}{r^2} + \cdots\cdots$$

Die Differentialgleichung liefert die Gleichungen

1. $d_0 = 0,$
2. $1\cdot 2\cdot d_1 - d_1 - 9d_1 = k$
$-8d_1 = k$
$d_1 = -\frac{1}{8}k,$

2. Für $n \neq 1$ erhält man die Bedingung
$n(n+1)d_n - nd_n - 9d_n = 0$
$d_n(n^2 - 9) = 0.$

Für $n = 3$ bleibt d_n unbestimmt, sonst ist $d_n = 0$.

3. d_3 wird berechnet aus $g_3' = 0$ für $r = a$.

$$-d_1\cdot\frac{1}{a^2} - 3d_3\cdot\frac{1}{a^4} = 0$$
$$d_3 = -d_1\cdot\frac{a^2}{3}$$
$$= \frac{1}{24}\cdot a^2 k.$$

Es ist also

$$g_3 = k\left(-\frac{1}{8}\cdot\frac{1}{r} + \frac{1}{24}\cdot a^2\cdot\frac{1}{r^3}\right).$$

Die Lösung der Randwertaufgabe lautet:

$$\varphi = U\left(r + \frac{a^2}{r}\right)\cos\vartheta$$
$$+ \frac{2U^3\cdot a^2\cdot\varrho_0}{p_0}\left[\left(\frac{13}{24}\cdot\frac{1}{r} - \frac{1}{4}\cdot\frac{a^2}{r^3} + \frac{1}{24}\cdot\frac{a^4}{r^5}\right)\cos\vartheta\right.$$
$$\left. + \left(-\frac{1}{8}\cdot\frac{1}{r} + \frac{1}{24}\cdot\frac{a^2}{r^3}\right)\cdot\cos 3\vartheta\right]. \qquad (5)$$

§ 6. Beurteilung des Ergebnisses.

Setzt man $r = a$, so ist

$$\varphi = U\cdot a\cdot 2\cos\vartheta$$
$$+ 2\cdot U^3\cdot a\cdot\frac{\varrho_0}{p_0}\left(\frac{13}{24} - \frac{1}{4} + \frac{1}{24}\right)\cdot\cos\vartheta$$
$$+ 2U^3\cdot a\cdot\frac{\varrho_0}{p_0}\left(-\frac{1}{8} + \frac{1}{24}\right)\cos 3\vartheta,$$
$$-\frac{1}{a}\cdot\frac{\partial\varphi}{\partial\vartheta} = +U\cdot 2\cdot\sin\vartheta$$
$$+ 2\cdot U^3\cdot\frac{\varrho_0}{p_0}\left(\frac{13}{24} - \frac{1}{4} + \frac{1}{24}\right)\cdot\sin\vartheta$$
$$+ 6U^3\cdot\frac{\varrho_0}{p_0}\left(-\frac{1}{8} + \frac{1}{24}\right)\sin 3\vartheta.$$

K, das Verhältnis des zweiten Gliedes zum ersten, ist gleich

$$U^2\cdot\frac{\varrho_0}{p_0}\cdot\frac{1}{3}.$$

Man bezeichne mit m die Masse, mit l die Länge, mit t die Zeit. Dann hat K die Dimension

$$\frac{l^2}{t^2}\cdot\frac{m}{l^3}\cdot\frac{t^2\cdot l^2}{m\cdot l}=l^0\cdot m^0\cdot t^0,$$

ist also unabhängig vom Maßsystem.

K ist auch unabhängig von Druck und Dichte, da nach Mariotte $\frac{p}{\varrho}$ konstant ist.

Für Luft erhält man im C.G.S.-System

$$\varrho_0 = 0{,}001293\ \frac{\text{g}}{\text{cm}^3},$$

$$p = 1033\cdot 981\ \frac{\text{Dynen}}{\text{cm}^2},$$

$$K = U^2\cdot\frac{1}{3}\cdot\frac{0{,}001293}{1033\cdot 981}$$

$$= U^2\cdot 4{,}25\cdot 10^{-10}.$$

Hierin ist U in Zentimetern pro sec. zu messen.

Daraus geht hervor, daß für $U = 1$ cm/sec. bis $U = 100$ m/sec. das zweite und dritte Glied in Gleichung (5) keine Rolle gegen das erste Glied spielen, und daß der für φ erhaltene Wert eine gute Annäherung ist.

Für $U = 100$ m/sec. $= 10^4$ cm/sec. wäre

$$K = 4{,}25\cdot 10^{-2} = 0{,}0425.$$

Die Glieder II und III in Gleichung (5) fallen noch wenig ins Gewicht.

K wird gleich 1 für

$$U^2 = \frac{10^{10}}{4{,}25}\left(\frac{\text{cm}}{\text{sec}}\right)^2$$

$$U = \frac{10^5\ \text{cm}}{\sqrt{4{,}25}\ \text{sec}}$$

$$= \frac{10^5\ \text{cm}}{2{,}06\ \text{sec}}$$

$$\sim 500\ \frac{\text{m}}{\text{sec}}.$$

Wird $K = 1$, so liefert Gleichung (5) auch keinen guten Näherungswert mehr. Eine besondere Untersuchung müßte lehren, ob man bei wiederholter Anwendung der hier angegebenen Methode eine konvergente Reihe für φ erhalten würde. Bei ähnlich großen Werten von U würde auch nicht mehr $\ln\varrho - \ln\varrho_0 \backsim \frac{\varrho-\varrho_0}{\varrho_0}$ sein.

Wir erkennen also, daß Gleichung (5) eine angenäherte Lösung des Problems liefert, solange es sich nicht um so hohe Geschwindigkeiten handelt, wie sie in der modernen Ballistik auftreten.

§ 7. Folgerungen aus Gleichung (5).

1. Die Gleichung (5) lehrt, daß durch den Einfluß der Kompressibilität die Unterschiede in den Geschwindigkeiten noch vergrößert werden. Denn in der Umgebung von $\vartheta = 0$, $r = a$ erhält man

$$v \backsim U\cdot 2\vartheta + U^3\cdot\frac{2}{3}\cdot\frac{\varrho_0}{p_0}\cdot\vartheta - U^3\cdot\frac{3}{2}\cdot\frac{\varrho_0}{p_0}\cdot\vartheta = U\cdot 2\vartheta - U^3\cdot\frac{5}{6}\cdot\frac{\varrho_0}{p_0}\cdot\vartheta,$$

und für $r = a$, $\vartheta = 90^0$ ergibt sich

$$v = 2U + \frac{2}{3}U^3\cdot\frac{\varrho_0}{p_0} + \frac{1}{2}U^3\cdot\frac{\varrho_0}{p_0} = 2U + \frac{7}{6}U^3\cdot\frac{\varrho_0}{p_0},$$

also im ersten Falle eine weitere Verringerung, im zweiten eine weitere Vergrößerung der Geschwindigkeit.

2. Aus Gleichung (5) folgt

$$\left(-\frac{\partial\varphi}{r\,\partial\vartheta}\right)_{r=a} = U\cdot 2\cdot\sin\vartheta + 2U^3\cdot\frac{\varrho_0}{p_0}\cdot\frac{1}{3}\cdot\sin\vartheta - 6U^3\cdot\frac{\varrho_0}{p_0}\cdot\frac{1}{12}\cdot\sin 3\vartheta.$$

Die Geschwindigkeit an der Oberfläche des Zylinders ist demnach symmetrisch zu der Geraden $\vartheta = 90^0$, 270^0 und ebenfalls zu $\vartheta = 0^0$, 180^0, denn

$$\sin\alpha = \sin(180^0 - \alpha),$$
$$\sin 3\alpha = \sin 3(180^0 - \alpha).$$

Darum ist auch die Druckverteilung zu diesen Geraden symmetrisch, der resultierende Druck ist Null in den Richtungen $\vartheta = 0^0$ und $\vartheta = 90^0$, also in jeder Richtung.

Der Zylinder findet in dem Medium keinen Widerstand; das hydrodynamische Paradoxon gilt auch für kompressible Flüssigkeiten.

Dasselbe würde ein weiterer Annäherungswert für φ lehren. Denn nennt man φ_2 den durch (5) erhaltenen Wert von φ, so erhielte man als zweite Annäherung der Kontinuitätsgleichung

$$\varrho_0\left[\frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial\vartheta^2}\right] + \left[\frac{\partial f}{\partial r}\cdot\frac{\partial\varphi_2}{\partial r}+\frac{f}{r}\cdot\frac{\partial\varphi_2}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial f}{\partial\vartheta}\cdot\frac{\partial\varphi_2}{\partial\vartheta}\right] = 0.$$

Hierin könnte man f durch die aus Gleichung (5) sich ergebende Geschwindigkeit angenähert bestimmen.

Aus $f = \frac{\varrho_0^2}{2p_0}(U^2 - v^2)$ würde folgen

$$f = h_0(r) + h_2(r)\cdot\cos 2\vartheta + h_4(r)\cos 4\vartheta + + h_6(r)\cos 6\vartheta.$$

Das zweite Glied in der Kontinuitätsgleichung würde von der Form sein

$$H_1(r)\cos\vartheta + H_3(r)\cos 3\vartheta + \cdots + H_9(r)\cos 9\vartheta.$$

Von derselben Form müßte dann auch φ sein, so daß bei $\left(\frac{\partial\varphi}{r\partial\vartheta}\right)_{r=a}$ nur der Sinus von ungeraden Vielfachen von ϑ aufträte. Daraus ergäbe sich wie oben, daß der resultierende Druck auf die Zylinderfläche Null sein müßte.

Zu diesem Ergebnis würden auch die weiteren Annäherungen führen.

Zusammenfassung.

In eine Parallelströmung werde ein Kreiszylinder gestellt, die Achse senkrecht zur Stromrichtung. Man setze eine kontinuierliche Strömung in reibungsloser kompressibler Flüssigkeit voraus.

1. Das Geschwindigkeitspotential wird angenähert berechnet.
2. Es wird gezeigt, daß für Luft die Kompressibilität bei Geschwindigkeiten etwa bis zu 100 $\frac{\text{m}}{\text{sec}}$ einen sehr geringen Einfluß auf die Stromlinien besitzt.
3. daß dieser Einfluß mit dem Quadrat der Geschwindigkeit wächst,
4. daß der Zylinder auch in kompressibler Flüssigkeit keinen Widerstand findet.
5. Die angegebene Methode zur Bestimmung des Geschwindigkeitspotentials ist auch auf andere Aufgaben anwendbar, wenn die Lösung für inkompressible Flüssigkeiten bekannt ist.

(Eingegangen 17. Mai 1913.)

Lichtemission und elektrische Leitfähigkeit fester Körper.

Von J. Koenigsberger.

1. Erhitzt man in einem kleinen Doppelgefäß aus Quarz verschiedene gepulverte Oxyde und Salze, die bei gewöhnlicher Temperatur farblos durchsichtig sind, auf etwa 900°, so beobachtet man erhebliche Unterschiede in der Lichtemission. Pulverisiertes Kaliumsulfat (Schmelzpunkt ca. 1020°) leuchtet, wenn man es im Gebläse auf etwa 900°—1000° erhitzt, gar nicht, dagegen leuchtet die Masse eines Nernstbrenners, die in der anderen Hälfte des Gefäßes durch eine dünne Quarzwand davon getrennt ist, stark hellgelb. Die Substanzen sind hierbei auch vor dem direkten Zutritt der Flamme geschützt. Das Gefäß hat oben nur enge Öffnungen. Das ist empfehlenswert, da die Flammengase möglicherweise, worauf M. v. Pirani[1]) hinweist, die Emission beeinflussen können. Das Quarzgefäß leuchtet, ebensowenig wie Quarzpulver, bei diesen Temperaturen nicht. Sehr stark leuchtet, in derselben Weise untersucht, die Auerglühlichtmasse, weniger stark von E. Merck in Darmstadt bezogenes als rein bezeichnetes Zirkonoxyd und Titanoxyd. Nichtleuchtend sind Lithium-Kaliumchlorid, Bariumsulfat, Natriumphosphat. Letzteres hatte schon G. Kirchhoff[2]) an einer Perle von Natriumphosphat am Platindraht beobachtet. Hierbei erschwert allerdings der glühende Platindraht etwas die Sicherheit der Beobachtung. Es muß gleich hervorgehoben werden, daß das glasig erstarrte Kaliumsulfat[3]) bei 900° eine Leitfähigkeit fast gerade so groß wie die Nernstmasse besitzt, und daß das geschmolzene Lithium-Kaliumchlorid[3]) bei 900° etwa gerade so gut leitet wie der Nernstglühkörper bei 1600°. Festes Bariumsulfat hat bei 900° geringere, aber leicht meßbare elektrolytische Leitfähigkeit.

Die starke Emission der Nernstmasse, der Auermasse, des Zirkonoxyds kann nach dem Gesetz von Kirchhoff auf zwei Ursachen zurückgeführt werden:

1. auf selektive Emission,
2. auf kontinuierliche Emission.

2. H. Rubens[4]) hat die Emission des Auerbrenners genau untersucht und mit der des schwarzen Körpers verglichen. Die Ergebnisse seiner Untersuchung lassen sich etwa folgendermaßen zusammenfassen:

Das Thoroxyd zeigt Maxima selektiver Emission im Ultrarot bei 1,8 μ, 2,8 μ, 4,4 μ usw. Zieht man diese selektive Emission ab, so bleibt eine Kurve kontinuierlicher Emission, wie sie angenähert einem bei der betreffenden Temperatur ganz schwach metallisch leitenden schwarzen Körper zukommt (Emission etwa = 0,02). Das Ceroxyd zeigt Maxima selektiver Absorption im kurzwelligen Ultrarot. Es bleibt noch eine stärkere kontinuierliche Emission (etwa = 0,15). Außerdem besitzt, wie aus einer weiteren Untersuchung von H. Rubens[5]) hervorgeht, das

1) M. v. Pirani, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 19, 1911.
2) G. Kirchhoff, Ges. Abhandlungen, Leipzig 1882, S. 595.
3) Die festen und flüssigen Salze wurden in kleinen U-Röhren aus Hartglas erhitzt, als Elektroden dienten Platindrähte; die Leitfähigkeit dieser Salze ist bekanntlich rein elektrolytisch.
4) H. Rubens, Ann. d. Phys. **18**, 733, 1905.
5) H. Rubens, Ann. d. Phys. **20**, 593, 1906.

Ceroxyd ein Gebiet selektiver Absorption im Ultraviolett, unmittelbar am sichtbaren Spektrum. Der kalte Auerstrumpf absorbiert etwas blaues Licht. Wenn er erhitzt wird, nimmt die Absorption stark zu, weil das Absorptionsgebiet, wie dies allgemein für Elektronenabsorptionen zutrifft, sich mit steigender Temperatur nach größeren Wellenlängen ausdehnt. Da kontinuierliche Emission nach dem Gesetz von Kirchhoff kontinuierliche Absorption, letztere aber nach der Theorie von Maxwell elektrische Leitfähigkeit bedingt, so müßte die Auermasse nach obigen Darlegungen eine Leitfähigkeit besitzen.

A. Weißenberger hat auf meine Veranlassung diese schwache elektrische Leitfähigkeit nachzuweisen gesucht. Das gelang schon bei etwa 900°. Bei 1200° war der spezifische Widerstand $3{,}2 \cdot 10^2$ Ω pro ccm. Wir verdanken die Auermasse der Deutschen Gasglühlicht-Gesellschaft A.-G. Die Abteilung für Nernstlampen der A.-E.-G. hatte die Freundlichkeit, aus dieser Masse Stifte mit eingepreßten Platindrähten formen zu lassen.

Der Charakter der Leitfähigkeit ist derselbe wie bei der Nernstmasse. Polarisation fehlt oder ist auch bei rascher Umschaltung in $^1/_2$ Sek. kleiner also, 01 Volt. Wir haben es daher höchstwahrscheinlich mit metallischer Leitfähigkeit der Auermasse zu tun, wie auch aus den weiteren Ausführungen hervorgeht.

3. Der Nernstbrenner hat, wie F. Kurlbaum und Günther Schulze[1]) fanden, eine kontinuierliche Emission, die mit steigender Temperatur bei 2000° sich immer mehr der eines schwarzen Körpers nähert, während bei weniger hoher Temperatur, z. B. 1000°, ein Gebiet selektiver Emission im Grün sich stark heraushebt. Nach freundlicher Mitteilung der A.-E.-G. besteht die Nernstmasse jetzt zum größten Teil aus Zirkonoxyd, zum kleineren Teil aus Yttrium-Erbiumoxyd, und in geringen Mengen aus allen übrigen zur Yttergruppe gehörigen Oxyden. Das Erbium bedingt also, wie das schon die oben genannten Autoren hervorheben, höchstwahrscheinlich den selektiven Emissionsstreifen im Grün. Allerdings ist, wie mir ein Versuch an einem kleinen klaren (ganz schwach gelblich gefärbten), durch Schmelzung erhaltenen Stück der Nernstmsse zeigte, der Absorptionsstreifen des Erbiums schwach und kaum wahrnehmbar. Er kommt wahrscheinlich erst in der Pulvermasse bei der Emission infolge mehrfacher Reflexion im Innern des gepreßten Stiftes zur Geltung.

Außerdem zeigt sich bei der Emission des Nernstbrenners noch die mit steigender Temperatur in das sichtbare Gebiet sich ausdehnende selektive Emission bzw. Absorption des Zirkonoxyds. Diese läßt sich nach der für den Auerbrenner geeigneten Methode von H. Rubens aber in entgegengesetzter Weise zeigen. Läßt man das Licht einer Bogenlampe auf die Oberfläche des Leuchtstiftes fallen und beobachtet man durch Kupferoxyd-Ammoniak, so bemerkt man bei Erwärmung[1]) im Gegenteil eine schwache Erhöhung des Reflexionsvermögens. Dieser Unterschied gegenüber dem Verhalten des Auerbrenners ist durch die Kompression des Pulvers bedingt. Der Nernststift erhält, namentlich wenn er einige Zeit gebrannt hat, eine zwar nicht gleichmäßig spiegelnde, aber doch viel weniger rauhe Oberfläche, als sie die feinen Pulvermassen des Auerstrumpfes besitzen. Man sieht das auch leicht bei streifender Reflexion an dem zylindrischen Nernststift. Der etwa 2 betragende Brechungsindex der Nernstmasse verursacht aus diesem Grunde ein äußeres Reflexionsvermögen, das gegenüber der aus größerer Tiefe kommenden diffusen Reflexion überwiegt. Bei steigender Erwärmung bemerkt man nur die infolge der Verschiebung des selektiven Absorptionsgebiets nach größeren Wellenlängen bedingte Erhöhung des Brechungsindexes und damit der Reflexion.

Bei Temperaturen über 1500° ist im wesentlichen, wie aus den oben erwähnten Beobachtungen von F. Kurlbaum und G. Schulze und von W. W. Coblentz[2]) im Ultrarot folgt, die kontinuierliche Absorption für die Emission des Nernstbrenners maßgebend. Das bedingt nach dem Gesetz von Maxwell: $n\varkappa' = \sigma c \lambda$, wobei n der Brechungs-, $\varkappa' = n\varkappa$ der Absorptionskoeffizient für die Strahlung der Wellenlänge λ in Luft, σ die elektrische Leitfähigkeit ist. Letztere ist bekanntlich beim Nernstbrenner vorhanden und gemessen.

4. Wir wollen hier zunächst einige Berechnungen, wie sie analog P. Drude in seiner Physik des Äthers[3]) durchgeführt hat, für Halbleiter und Elektrolyten geben. Die daraus folgenden Schlüsse sind, obgleich naheliegend, soweit mir bekannt, noch nicht gezogen worden.

Wenn $\varkappa'$ klein ist gegenüber n^2, so ist

$$\varkappa' = \frac{\sigma \cdot c \cdot \lambda}{n}.$$

In der folgenden Tabelle gilt nur für Queck-

1) Hierbei wird nur so stark auf etwa 900° erwärmt, daß die Lichtemission im Blauviolett durch den Stift selbst zu vernachlässigen ist, wie ein Kontrollversuch zeigt.

1) F. Kurlbaum und Günther Schulze, Verh. d. D. Phys. Ges. **5**, 428, 1903.

2) W. W. Coblentz, Bull. Bur. Stand. of Washington, **101**, 104, 1912.

3) P. Drude, Physik des Äthers, Stuttgart 1894, S. 575 ff.

silber diese angenäherte Beziehung nicht. Die Rechnung muß für Hg in der anderen Weise[1]) ausgeführt werden.

Ferner ist $I = I_0 e^{-al}$, worin für $\lambda = 6{,}4 \cdot 10^{-5}$ cm (Rot) $a = \frac{386}{n \cdot w_0}$ ist (l in cm, w_0 der Widerstand pro ccm in Ohm), wie eine einfache Rechnung zeigt.

Substanz	w_0	$\sigma_{elm.}$	k'	a
Nernstmasse 2200°	0,55	$1{,}8 \cdot 10^{-9}$	$1{,}7 \cdot 10^{-3}$	350
Eisenglanz 25° . . .	0,55			
Nernstmasse 1800°	1,3			
30 proz. wässerige Schwefelsäure 18°	1,3	$7{,}5 \cdot 10^{-10}$	$0{,}25 \cdot 10^{-3}$	20
Eisenglanz —30° . .	1,3			

Man sieht aus dieser Tabelle, daß die Masse des Nernstbrenners bei etwa 2200° dieselbe kontinuierliche Absorption zeigen müßte wie Eisenoxyd bei gewöhnlicher Temperatur; ebenso müßte wässerige Schwefelsäure bei gewöhnlicher Temperatur gerade so kontinuierlich absorbieren, wie der Nernststift bei 1800° oder Eisenoxyd bei —30°.

Zwischen stark gepreßtem Eisenoxyd oder einem Kristall von Eisenglanz bei —30° bzw. +25° und der Nernstmasse bei 1800° bzw. 2200° ist die Übereinstimmung, wie aus den Messungen der Absorption im Ultrarot und sichtbaren Gebiet an ersteren[2]) und der Emission von letzterer[3]) folgt, qualitativ[4]) und angenähert quantitativ tatsächlich vorhanden; dagegen ist ein durchgreifender Unterschied zwischen der auch im Ultrarot durchsichtigen Schwefelsäure und der Masse des Nernststiftes bei 1800° da.

Dasselbe gilt, wie aus den anderen erwähnten Versuchen folgt, für das Verhalten anderer Oxyde, verglichen mit ebensogut leitender Salze, mögen diese in Pulverform oder geschmolzen sein. Erstere leuchten stark, letztere, auf gleiche Temperatur erhitzt, gar nicht.

Demnach muß wohl die Art der Leitung, ob metallisch oder elektrolytisch, für die Lichtemission wie -absorption entscheidend sein[5]). Die Ursache dieser Verschiedenheit kann folgenderweise erklärt werden:

Die metallisch leitenden Substanzen fangen etwa an der Grenze des sichtbaren Spektrums an, durchsichtig zu werden. Die Versuche von E. Hagen und H. Rubens[1]) ergeben etwa 5 μ als die kritische Wellenlänge, bei der zuerst ein Unterschied gegen den theoretischen Wert auftritt[2]). Im Ultraviolett schließlich sind die Metalle, soweit nicht selektive Absorption sich darüber lagert, weit lichtdurchlässiger als im sichtbaren Gebiet, wie die Versuche von R. Minor, W. Meier[3]) ergeben haben. Die Elektronentheorie erklärt die zunehmende Durchlässigkeit der Metalle bei abnehmender Wellenlänge bekanntlich auf folgende Art: Wenn die Stoßzeit (zur Abkürzung für die Zeit, welche das Elektron braucht, um bei seiner ungeordneten Temperaturgeschwindigkeit die mittlere Weglänge zurückzulegen) größer wird als die Schwingungsdauer des einfallenden Lichts, so wird die z. T. als kinetische Energie des Elektrons aufgehäufte Lichtenergie der Schwingung nicht gedämpft und umgewandelt, sondern wieder an den Äther zurückgegeben. Dieser Vorgang kann, wie aus dem Energieprinzip folgt, keine Absorption, sondern vielleicht nur eine Phasenverschiebung ergeben. Wenn also die geladenen Teile in einer Substanz größere Stoßzeiten als die Elektronen in Metallen besitzen, so muß auch ihre Lichtdurchlässigkeit schon bei größeren Wellenlängen anfangen (Abweichung von der Regel von Maxwell). Aus der Elektronentheorie berechnet sich wie aus den Darlegungen von M. Reinganum und J. J. Thomson folgt, für gewöhnliche Temperatur die Stoßzeit in Metallen zu etwa $1{,}4 \cdot 10^{-14}$ Sekunden[1]).

5. Auf die Ionen in festen und flüssigen Salzen lassen sich diese Überlegungen nicht ohne weiteres anwenden, falls die Dämpfung der Bewegungsenergie auf der ganzen Strecke erfolgen würde und eine kontinuierliche Reibungsdämpfung an Stelle diskontinuierlicher Stoßdämpfung wäre. Würde man aber annehmen, daß der Vorgang, wenn auch in kleineren Dimensionen, derselbe ist wie bei den freien Elektronen, so wird man, wie sich aus den Molekulardimensionen ergibt, als mittlere Weglänge für die viel größeren Ionen im Schmelzfluß höchstens den halben Atomabstand, statt wie bei den Elektronen im Mittel den 5 fachen annehmen dürfen. Nach den bekannten Grundsätzen statistischer Gleichverteilung der Wärmeenergie wäre die Geschwindig-

1) Vgl. P. Drude, loc. cit., S. 570.

2) Diese Zeitschr. **4**, 499, 1903 und W. W. Coblentz, Carnegie Instit. Publ. **97**, 15, 120, 1908.

3) Vgl. die obigen Ausführungen.

4) Eine genaue quantitative Vergleichung läßt sich nicht durchführen, weil man bisher die Nernstmasse in größeren kompakten, durchsichtigen Stücken mit spiegelnder Oberfläche nicht erhalten kann.

5) W. Nernst hat einmal dieselbe Ansicht geäußert.

1) E. Hagen und H. Rubens, Ann. d. Phys. **8**, 454, 1902; vgl. ferner K. Försterling und V. Fréedericksz, Ann. d. Phys. **40**, 201, 1913.

2) Das von P. Lenard und C. Ramsauer aufgefundene Transreflexviolett (Sitz.-Ber. d. Heidelb. Akad. d. Wiss., Abh. 28, 31, 32, 1910 und Abh. 16, 24, 1911) könnte daher möglicherweise Metalle bei Schichtdicken, die für Licht undurchlässig wären, durchdringen. Für die ganz kurzen Impulse derselben Röntgenstrahlen ist dies Verhalten bekannt.

3) W. Meier, Ann. d. Phys. **31**, 1017, 1910.

4) Ann. d. Phys. **35**, 39, 1911.

keit der Ionen $\sqrt{m}$ mal kleiner als für freie Elektronen, also für das Kaliumion 240mal kleiner. Demnach würde die kritische Wellenlänge für geschmolzenes Kaliumsulfat von 900° bei $\frac{5\,\mu \cdot 240}{2 \cdot 5} = 120\ \mu$, der Beginn merklicher Durchlässigkeit (etwa 0,1 des normalen Wertes), der bei Metallen etwa 0,2 μ entspricht, bei etwa 4,8 μ liegen. — Man kann auch noch auf andere, zuverlässigere Weise eine Schätzung dieser kritischen Wellenlänge für elektrolytisch leitende Lösungen vornehmen. Nach den Beobachtungen von F. Kohlrausch[1]) ist die geordnete (mittlere) Wanderungsgeschwindigkeit u eines Kaliumions in Wasser für die Einheit der absoluten E.M.K. $= 7 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$. Nach einer bekannten Beziehung ist aber $\mu = \frac{1}{2} \tau \cdot \frac{e}{m}$. Da $\frac{e}{m} = 250$ ist, so ergibt sich für die Stoßzeit $\tau = 6 \cdot 10^{-14}$. Die kritische Wellenlänge wäre also $\lambda = 20\ \mu$. Demnach kann die der Maxwellschen Regel entsprechende kontinuierliche Absorption, die zwar auch in Lösungen schwach ist, aber in 1 cm dicker Schicht bei gutleitenden Lösungen deutlich wahrnehmbar sein müßte[2]), erst im Ultrarot sich bemerkbar machen. Man kann umgekehrt aus der kritischen Wellenlänge auf die Weglänge der Ionen schließen. Natürlich wird sich über die kontinuierliche Absorption und Emission die selektive Emission lagern können. Doch können die Elektrolyte im sichtbaren Gebiet und kurzwelligen Ultrarot demnach kein kontinuierliches Spektrum emittieren[3]), was auch die Versuche bewiesen haben.

Man sieht also, daß die Lichtemission ein experimentell und, wie mir scheint, auch theoretisch begründbares Kriterium zwischen metallischer und elektrolytischer Leitfähigkeit ermöglicht.

1) F. Kohlrausch, Wied. Ann. **6**, 160, 1879.

2) Eine 20proz. *NaCl*-Lösung hat einen spezifischen Widerstand von 5 Ω und müßte demnach in einer Schicht von 1 cm $^9/_{10}$ des einfallenden Lichts absorbieren. Bei der Berechnung des Zusammenhangs von Absorption und Leitfähigkeit für größere Wellenlängen ist natürlich das allmähliche Ansteigen des Brechungsindexes insbesondere bei wässerigen Lösungen zu beachten.

3) In Zusammenhang mit der Verschiedenheit von metallischer und elektrolytischer Leitung in festen Substanzen steht die Lage der ultravioletten Elektronenabsorptionsgebiete. Sind die Elektronen leicht gebunden, so ist ihre Schwingungsdauer relativ groß, ihre Absorption nahe dem sichtbaren Gebiet gelegen. Dann ist auch die Kraft, mit der sie festgehalten werden, gering. In dem festen Körper bewegen sich dann, wenn die Moleküle nicht so umfangreich sind (Farbstoffe), daß die Elektronen sie nicht verlassen können die sogenannten freien Elektronen von einem Molekül zu einem anderen (metallische Leiter und Halbleiter).

(Eingegangen 16. Juni 1913.)

Über den Einfluß eines Magnetfeldes auf die Ausflußgeschwindigkeit anisotroper Flüssigkeiten aus Kapillaren.

Von M. W. Neufeld.

O. Lehmann[1]) fand, daß bei Magnetfeldern von 3000—8000 Gauß in den trüben Schmelzen von Azoxyphenetol, Azoxyanisol und Methoxyzimtsäure die optische Auslöschung den Kraftlinien parallel bzw. senkrecht dazu werde, daß also die Moleküle bzw. molekülartigen Gebilde sich in diesen Flüssigkeiten dem Magnetfelde parallel zu stellen suchten. Die von ihm untersuchten Kristalltropfen waren mit etwas Öl und Kolophonium vermischt. Reine anisotrope Flüssigkeiten wurden dann zuerst von E. Bose[2]) im Magnetfelde untersucht: in einem planparallelen Troge von $^1/_2$ mm Dicke zeigten sie in dem trüben Zustande zwischen durchbohrten Magnetpolen eine starke Aufhellung des Gesichtsfelds. Es tritt also wenigstens teilweise eine Parallelrichtung der Schwärme im Sinne der Boseschen Theorie ein, die sich dann gewissermaßen in bezug auf eine Achse zu einem großen einheitlichen Kristall zusammenordnen. Die anisotrope Flüssigkeit verhält sich dann in der Tat optisch, wie Maugin[3]) und v. Wartenberg[4]) zeigten, wie ein einziger homogener Kristall, und zeigt im konvergenten polarisierten Lichte die für einen solchen typischen Interferenzfiguren.

Nach der Boseschen Schwarmtheorie der anisotropen Flüssigkeiten besteht der Unterschied in der Viskosität derselben im anisotropen und isotropen Gebiet bekanntlich darin, daß im ersteren die Moleküle zu Schwärmen, deren Längsachse größer als der Kapillardurchmesser ist, geordnet und parallel gerichtet in den Kapillaren weniger Widerstand erfahren. Werden diese Schwärme also, wie die optischen Versuche zu zeigen scheinen, durch ein Magnetfeld diesem parallel gerichtet, so sollte durch ein transversales Magnetfeld, das die Schwarmachsen senkrecht zur Strömungsrichtung stellen und so sperrig, reibungserhöhend wirken würde, die Ausflußzeiten vergrößert werden. Diese Verhältnisse sind natürlich wesentlich nur für den Poiseuilleschen Strömungszustand zu erwarten, weniger im turbulenten Zustande, in dem ja die Schwärme durcheinander gewirbelt und nach Bose in den engen Kapillaren zerrissen werden. Diesen von Bose erwarteten Einfluß eines Magnetfeldes auf die Viskosität der anisotropen Flüssigkeiten sollten die nachfolgenden, auf

1) O. Lehmann, Ann. d. Phys. (4) **2**, 649, 1900.

2) E. Bose, diese Zeitschr. **10**, 230, 1909; **12**, 60, 1911.

3) Ch. Mauguin, Compt. Rend. **152**, 1680, 1911; Bull. Soc. Franz. Min. **34**, 71, 1911.

4) H. v. Wartenberg, diese Zeitschr. **12**, 837, 1911.

seine Veranlassung begonnenen Versuche nachzuweisen suchen.

Das zu diesen Versuchen benutzte Reibungsgefäß unterschied sich von dem von Bose verwandten insofern, als es ein richtiges Kapillarrohr besaß, während das Bosesche nur eine, durch Einfallenlassen eines Glasröhrchens an einer Stelle hergestellte Verengerung benutzte. Die Fig. 1 gibt das hier verwandte Gefäß wieder.

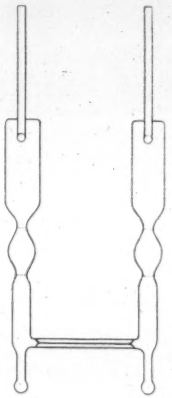


Fig. 1.

Der innere Durchmesser der Kapillaren betrug etwa 0,09 mm. Die Bewegung der Schmelze im Gefäß wurde durch den Druck von Bombenstickstoff bewirkt, der durch ein Feinregulierventil nach R. Le Rosignol[1]) reguliert wurde. Ein Umschalthahn aus Messing, den die Fig. 2 wiedergibt, und

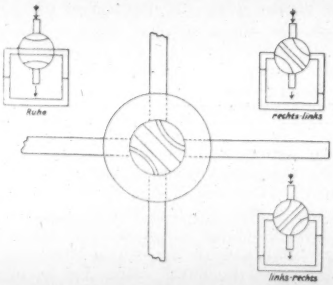


Fig. 2.

für dessen Angabe ich auch an dieser Stelle Herrn Dozent Dr. W. Plato meinen besten Dank sagen möchte, gestattete die Strömungsrichtung der Schmelze bequemer und schneller zu wechseln als der Bosesche[1]) Strömungskommutator mit 4 Glashähnen. Um die bei dem Richtungswechsel der Schmelze unvermeidlichen Druckschwankungen schnell auszugleichen, wurde an das Ansatzrohr des Reduzierventils ein T-Stück so eingeschaltet, daß durch den einen seiner beiden noch freien Schenkel der Stickstoff durch einen Feinstellhahn (sog. Präzisionshahn) mit hinter ihm liegender Waschflasche als Blasenzähler in regulierbarer Menge entweichen konnte. Der andere Schenkel führte zu einer als Windkessel dienenden Fünfliterflasche (auf ihrem Boden befand sich ein Trockenmittel) und von dieser nach Bedarf zu einem mit Quecksilber oder mit destilliertem Wasser gefüllten Manometer und schließlich durch Leitungen vom besten Pumpenschlauch (sog. Druckschlauch) zum Reibungsgefäß selbst. Wenn zur Bewegung der Schmelze Unterdruck diente, so wurden zwei hintereinander geschaltete Windkessel zu je 5 Litern nach Bedarf mehr oder minder mittels einer Wasserstrahlpumpe ausgepumpt und der Reibungsapparat mit dem Umschalthahn an sie angeschlossen.

Der Schlauch enthält von seiner Herstellung so viele Stäubchen und feste Teilchen, daß es notwendig ist, ihn vor der ersten Benutzung sorgfältig zu reinigen, damit nicht in ihm befindlicher Staub in das Reibungsrohr gerät und dort die enge Kapillare verstopft. Die Schläuche wurden daher mehrfach auf den Tisch geschlagen, dann mit starkem Drucke aus einer Stickstoffbombe gut durchgeblasen, darauf mit destilliertem Wasser gewaschen, mit Alkohol nachgespült und dann getrocknet. Nun wurde der ganze Schlauch mit Benzol gefüllt und nach einigen Sekunden dieses ausgegossen. Endlich wurde durch den Druckschlauch zum Trocknen und Entfernen der letzten Benzoldämpfe Luft gesaugt. So behandelte Schläuche sind längere Zeit brauchbar.

Als Ölthermostat diente ein Kochbecher aus Jenaer Glas von 2,5 Litern Inhalt; dieser befand sich in einem weiteren von 3 Litern, auf dessen Boden Asbestwatte etwa 10 cm hoch geschichtet war. Diese beiden ineinander passenden und am Rande abschließenden Bechergläser waren mit einem Doppelmantel aus starker Asbestwatte umkleidet. Der Doppelmantel legte sich nicht eng an die Glaswand an, sondern ließ noch einen Zwischenraum frei, der ebenso wie der Hohlraum des Asbestmantels sorgfältig mit Asbestwatte gefüllt war. Die Wärmeableitung nach außen wurde dadurch sehr stark vermindert. Auf der Vorderseite war in den Asbestmantel ein Fenster zum Beobachten ein-

1) R. Le Rosignol, Chemiker-Zeitung **32**, 820, 1908.

1) E. Bose, diese Zeitschr. **10**, 32, 1909.

geschnitten. Diesem Fenster gegenüber auf der Rückseite befand sich ein kleineres, mit einer Scheibe aus Mattglas verdecktes, um das Licht einer Röhrenglühlampe von 32 Kerzen in das Heizgefäß einfallen zu lassen. Als Heizflüssigkeit wurde „weißes Baumwollsamenöl" (Cottonöl) gebraucht, denn vielfache Versuche des Verfassers mit den verschiedensten Stoffen, wie z. B. festem Paraffin, Paraffinöl, Sesamöl, Erdnußöl u. ä. ergaben, daß alle diese bei 180°C entweder stark dampfen oder in kurzer Zeit sich so stark bräunen, daß sie für Dauerversuche ungeeignet sind. Bis gegen 300°C läßt sich Baumwollsamenöl gut verwenden; es rötet sich erst nach tagelangen Dauerversuchen und muß dann ersetzt werden. Die elektrische Heizung des Ölbads wurde bewirkt durch ein Schniewindtsches Widerstandsband aus Rheostatindraht von 0,4 mm Stärke. Das Band war 10 cm breit und in der Form eines U in das Ölbad eingehängt, auf dem Boden durch eine runde Glasplatte und an den Wänden durch drei leicht federnde dünne Ringe aus Glasrohr in verschiedenen Höhen des Becherglases festgehalten. (Der Widerstand von 1 m dieses Heizbands beträgt etwa 200 Ohm.) Durch Regulieren des Vorschaltwiderstands vor der Heizleitung (220 Volt) konnte die Temperatur in Intervallen von Zehntelgrad bequem verändert werden.

Ein Rührer aus Messingblech wurde von einem ziemlich schnell laufenden Elektromotor angetrieben und sorgte dafür, daß, wie durch mehrfache Messungen sichergestellt wurde, in allen Teilen des Ölbads die gleiche Temperatur herrschte. Bei den Versuchen im magnetischen Felde traten wegen Platzmangels in dem Becherglase an die Stelle des einen breiten Rührers zwei schmalere, noch schneller laufende der gleichen Bauart. Die benutzten Thermometer gestatteten Zehntelgrade abzulesen, der Quecksilberfaden befand sich völlig in dem Ölbade.

Zur Erzeugung des Magnetfelds diente ein Elektromagnet[1]) nach M. Th. Edelmann. An den Spulen waren die aus der Fig. 3 ersichtlichen Polschuhe befestigt. Ihre eigenartige Gestalt wurde bedingt durch die Notwendigkeit, die Pole ganz nahe an die Kapillare in das Ölbad selbst hineinzuführen. Daher wurde an jede der Spulen ein kurzes zylindrisches Stück Weicheisen angeschraubt, an das ein breites Eisenband autogen angeschweißt war. Dieses Band steigt senkrecht, parallel mit der Wand des Becherglases, in die Höhe, biegt oben um und taucht in das Ölbad hinab; am freien Ende des also gleich einem auf den Kopf gestellten U

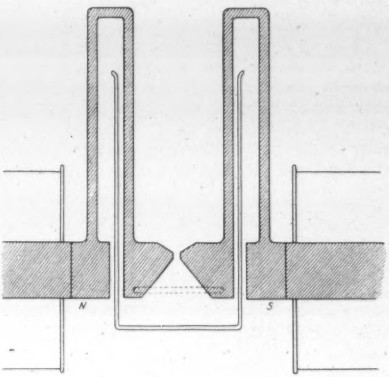


Fig. 3.

gebogenen Eisenbands ist ein konisch zulaufender Pol angeschweißt, der so gewissermaßen die Fortsetzung des außerhalb des Becherglases befindlichen an der Spule sitzenden zylindrischen Weicheisenstücks bildet. Die Messung der magnetischen Felder wurde mit einer, an einer Wismutspirale geeichten Spule aus dünnem Kupferdraht nach der Induktionsmethode mit dem ballistischen Galvanometer vorgenommen.

Die Zeitmessung der Durchflußgeschwindigkeit durch die Kapillare geschah mit einer die Ablesung von Fünftelsekunden gestattenden Sekundenuhr (sog. Stoppuhr) derart, daß die Uhr in Gang gesetzt wurde, sobald die Schmelze an der oberen Marke der Beobachtungskugel angelangt war, und abgestellt wurde, wenn die Flüssigkeit die untere Marke der Kugel erreicht hatte. Inzwischen war die Schmelze in der zur Beobachtung dienenden Kugel des anderen Rohrschenkels bis zur oberen Marke hinaufgestiegen, und so konnte nach Drehung des Umschaltehahns die Flüssigkeit in entgegengesetzter Richtung getrieben und ihre Durchflußzeit gemessen werden.

Die Versuche wurden so angestellt, daß die Schmelze zuerst vom linken nach dem rechten Schenkel herübergetrieben wurde, dann in umgekehrter Richtung; es wurde also unter denselben Verhältnissen die Ausflußzeit zunächst des Volumens der linken, dann das der rechten Kugel bestimmt. Da beide Volumina nicht ganz gleich waren, sind die Zeiten etwas verschieden. Damit der Poiseuillesche Strömungszustand innegehalten wurde, wurden niedrige Triebdrucke verwandt, bei Anisaldazin von etwa 9 cm *Hg*, bei Azoxyanisol von etwa 20 cm *Hg*; ersteres wurde auch noch bei einem Drucke

1) Für die freundliche Überlassung des Magneten sage ich Herrn Professor Dr. Zenneck auch an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank.

von 56 cm *Hg* beobachtet. Die genauen Werte der Triebdrucke finden sich in den Tabellen. Es wurden unmittelbar hintereinander bei derselben Temperatur (nur selten um ein paar Zehntelgrad schwankend) und bei denselben Triebdrucken die Ausflußzeit mit und ohne Magnetfeld bestimmt. Die Stärke der erreichbaren Magnetfelder lag zwischen 7000 und 8000 Gauß. Die Ausflußzeiten wurden mit und ohne Magnetfeld im ganzen Stabilitätsgebiet der trüben Schmelze und auch noch im Beginn des Gebiets der isotropen klaren Flüssigkeit in Intervallen von einigen Graden bestimmt. Die Tabelle I gibt die Resultate für Anisaldazin wieder.

Tabelle I.

Anisaldazin (Stabilitätsgebiet der anisotropen Flüssigkeit 169—181°).

Ausfluß aus der linken Kugel				Ausfluß aus der rechten Kugel			
1 Druck in cm *Hg*	2 Temperatur in Celsiusgraden	3 Ausflußzeiten in Sekunden	4 Magnetfeld in Gauß	1 Druck in cm *Hg*	2 Temperatur in Celsiusgraden	3 Ausflußzeiten in Sekunden	4 Magnetfeld in Gauß
			anisotropes Gebiet				
9,2	171,3—170,0	393,8	0	9,2	170 0	365,4	0
9,2	169,9—170,0	397,2	6878,6	9,2	171,2—171,6	369,0	6878,6
9,2	175,0—175,5	403,2	0	9,2	175,5	382,6	0
9,4	175,5—175,7	394,0	6878,6	9,4	175,2—175,7	368,4	6878,6
9,4	177,0—178,0	415,0	0	9,4	178,0	386,8	0
9,4	178,0	415,4	6878,6	9,4	178,0—177,9	386,4	6878,6
			isotropes Gebiet				
9,2	181,0—180,8	585,0	0	9,2	180,5—181,0	548,2	0
9,0	181,0	600,0	6878,6	9,2	181,0	551,0	6878,6
			anisotropes Gebiet				
56,3	168,2	72,5	0	56,3	168,5	67,0	0
56,3	168,5—168,8	72,0	0	56,3	168,8—169,0	66,6	0
56,3	169,0—169,2	71,2	3641,8	56,3	169,2—169,5	66,8	5000,0
56,3	169,9	71,6	6878,6	56,3	169,9	66,9	6878,6
55,9	171,3—171,5	71,0	0	55,9	171,5	67,0	0
55,9	171,6—171,8	71,0	6878,6	55,9	171,8	67,4	6878,6
56,5	172,2—172,3	70,6	0	56,5	172,3—172,5	66,8	0
56,3	172,5	70,4	6878,6	56,3	172,5	66,6	6878,6
56,3	173,5—173,8	71,0	0	56,3	173,1	67,2	0
56,3	174,0	71,2	6878,6	56,3	173,9	67,3	6878,6
56,3	175,3—175,8	71,9	0	56,3	174,0	67,2	6878,6
56,2	178,0	74,8	0	56,1	175,8—175,9	68,2	0
55,8	178,0	75,0	6878,6	56,2	178,0	70,6	0
56,2	178,0	74,6	6878,6	56,2	178,0	70,4	6878,6
			isotropes Gebiet				
56,2	180,5—180,9	101,6	0	56,2	180,0—180,5	91,6	0
56,2	181,0	101,0	6878,6	56,0	180,9—181,0	95,9	6878,6
				56,2	181,0—181,2	94,2	6878,6

Tabelle II.

p-Azoxyanisol (Stabilitätsgebiet der anisotropen Flüssigkeit 117,5°—134,2°.

Ausfluß aus der linken Kugel				Ausfluß aus der rechten Kugel			
1 Druck in cm *Hg*	2 Temperatur in Celsiusgraden	3 Ausflußzeiten in Sekunden	4 Magnetfeld in Gauß	1 Druck in cm *Hg*	2 Temperatur in Celsiusgraden	3 Ausflußzeiten in Sekunden	4 Magnetfeld in Gauß
			anisotropes Gebiet				
20,0	129,9	221,8	0	20,0	129,9	213,6	0
20,0	129,9	227,6	8795,2	20,0	129,9	219,6	8795,2
20,0	129,9	224,9	0	20,0	129,9	215,8	0
20,0	129,9	229,6	8795,2	20,0	129,9	221,6	8795,2
20,0	129,9	235,0	8795,2	20,0	129,9	225,8	8795,2
			isotropes Gebiet				
20,4	131,8	253,3	0	20,4	131,8	246,2	0
20,4	131,2	255,3	8795,2	20,4	131,5	247,0	8795,2
20,4	131,0	250,9	0	20,4	131,0	242,0	0

Wie Tabelle I zeigt, ergaben diese Versuche weder bei dem Triebdruck von 9 cm noch bei dem von 51 cm *Hg* innerhalb der Fehlergrenze einen Einfluß des Magnetfelds auf die Ausflußgeschwindigkeit, wie er von Bose im Verfolg seiner Schwarmtheorie erwartet wurde. Daß die unregelmäßigen kleinen Differenzen der Ausflußzeiten mit und ohne Einschalten des Magnetfelds lediglich Versuchsfehlern zuzuschreiben sind, zeigen die analogen kleinen Differenzen im isotropen Gebiete, in dem auch theoretisch kein Einfluß des Magnetfelds zu erwarten ist.

Ein ganz entsprechendes Resultat ergaben die Versuche mit *p*-Azoxyanisol, die in der folgenden Tabelle II wiedergegeben sind.

Auch bei dieser Substanz ist kein merklicher Einfluß des Magnetfelds vorhanden; die Ausflußzeiten vor und nach dem Einschalten des Feldes sind innerhalb der Fehlergrenze gleich; die Zahlen zeigen ein geringes kontinuierliches Anwachsen mit der Zeit.

Die Erwartungen der Theorie finden sich also bei beiden Substanzen nicht bestätigt. Die Gründe hierfür sind nicht leicht anzugeben. Ein starker Einfluß wäre im Sinne der Boseschen Theorie bei einem transversalen Magnetfelde, wie es hier verwandt wurde, allerdings nur bei einer paramagnetischen Substanz zu erwarten, da nur bei einer solchen im Magnetfelde die Schwarmachsen sich senkrecht zur Stromrichtung und zur Kapillarachse stellen und so reibungserhöhend wirken würden; bei einer diamagnetischen Substanz wäre nur ein geringerer Einfluß vorauszusehen, da die Schwarmachsen nur stärker in ihre auch an und für sich schon vorhandene Vorzugsrichtung der Strömungsrichtung eingestellt werden würden. Messungen über die Magnetisierungskoeffizienten der anisotropen Flüssigkeiten liegen noch nicht vor. Nach den Darlegungen Boses[1]) wäre allerdings auf Grund seiner Schwarmtheorie für para- und diamagnetische anisotrope Flüssigkeiten insofern ein verschiedenes optisches Verhalten zu erwarten, als erstere im Magnetfelde eine Aufklärung auch senkrecht zu den Kraftlinien, ähnlich wie parallel den Kraftlinien, zeigen sollten, während bei den letzteren die Klärung parallel und senkrecht zu den Kraftlinien stark verschieden und zwar senkrecht dazu sehr viel geringer sein sollte, sogar eine Verringerung der Durchsichtigkeit eintreten könnte. Nun beobachtete zwar Herr H. v. Wartenberg[2]) bei *p*-Azoxyanisol (und ebenso bei *p*-Azoxyphenetol) eine deutliche Verdunklung senkrecht zu den Kraftlinien bei Einschaltung des Feldes, so daß es nahe läge, wenigstens beim *p*-Azoxyanisol (Anisaldazin wurde von v. Wartenberg nicht untersucht, verhält sich aber nach Herrn Maugin[1]) ganz wie Azoxyphenetol) auf Diamagnetismus zu schließen: Dieser Schluß wird jedoch dadurch unsicher gemacht, daß beim Azoxyanisol nach Beobachtungen Maugins dies Verhalten stark durch kapillare Richtkräfte beeinflußt wird, die nur durch sehr sorgfältige Reinigung der Gefäße vermieden werden könne. Einen geringen Einfluß aber hätte man selbst bei Diamagnetismus der Substanzen erwarten sollen.

In Rücksicht zu ziehen ist ferner, daß sowohl nach den Beobachtungen Boses, Lehmanns und Mauguins die unmittelbar der Wandung anliegenden Molekülschichten durch kapillare Kräfte gerichtet und sehr fest gehalten werden. In der engen Kapillare würden diese Kräfte die Wirkung des Magnetfelds zum Teil paralysieren. Sie könnten aber doch nicht eine Richtung der Schwarmachsen in dem ganzen strömenden Flüssigkeitsfaden verhindern. So scheinen diese Versuche also schwer mit der Boseschen Theorie vereinbar, wenn man die Länge der Schwarmachsen so groß annimmt, wie dies zur Erklärung der Boseschen Versuche über die Druckabhängigkeit der Ausflußzeiten notwendig ist. Daß molekülartige Gebilde bei den anisotropen Flüssigkeiten durch ein Magnetfeld gerichtet werden, kann nach den optischen Versuchen nicht bezweifelt werden. Die Ergebnisse der hier geschilderten Versuche würden damit nicht im Widerspruche stehen, wenn diese Boseschen Schwärme sehr viel kleiner wären als bisher angenommen, kleiner wenigstens gegen den Durchmesser der verwandten Kapillaren. Dann müßte man freilich für die Boseschen Versuche über die Druckabhängigkeit der Viskosität nach einer anderen Erklärung suchen.

Diese noch auf Anregung von Professor E. Bose unternommenen Versuche wurden unter Leitung von Herrn Prof. F. Krüger ausgeführt, für dessen Ratschläge ich auch an dieser Stelle meinen besten Dank sagen möchte.

1) Ch. Mauguin, loc. cit.

Danzig-Langfuhr, Physikal.-chemisches Laboratorium der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 27. Juni 1913.)

1) Diese Zeitschr. 12, 60, 1911.
2) H. v. Wartenberg, loc. cit.

Über die Viskosität der anisotropen Flüssigkeiten.

Von F. Krüger.

Aus seiner Schwarmtheorie der anisotropen Flüssigkeiten zog E. Bose[1]) bekanntlich den Schluß, daß die Verschiedenheit der Ausflußzeiten im anisotropen und isotropen Gebiete, welche unmittelbar vor und hinter dem Klärungspunkte besonders groß ist, bei Verwendung hinreichend enger Kapillaren mit steigendem Druck mehr und mehr verschwinden müßte, da bei stark turbulenter Strömung in der engen Kapillare die Schwärme zerrissen würden, und so die Zähigkeit der für das isotrope Gebiet charakteristischen sich näherte. Er fand diese Folgerung am Anisaldazin aufs beste bestätigt; die aus seiner Arbeit entnommene nachstehende Fig. 1 gibt seine Beobachtungen

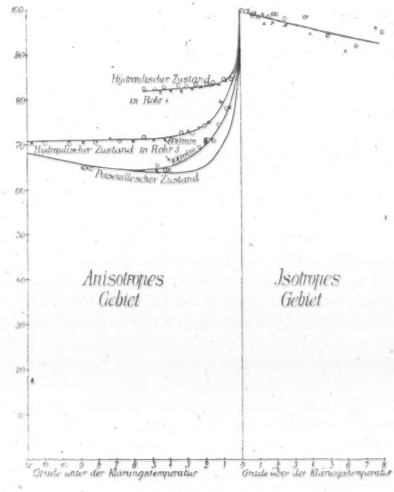


Fig. 1.

graphisch wieder; der Druck ist dabei in mm Hg angenommen. Die Ausflußzeit beim Viskositätsmaximum, also beim Klärungspunkte, ist gleich 100 gesetzt. Die Kurven der verschiedenen Reihen sind dann so aufeinander gelegt, daß der Klärungspunkt bei der gleichen Abszisse liegt. Bei Rohr 3 liegt die Grenze des Poiseuilleschen Zustandes bei einem Druck von etwa 30 mm Hg; bei 60 mm Hg war der hydraulische Strömungszustand stabil. Rohr 4 war weiter und kürzer, so daß in ihm schon bei niedrigeren Drucken der letztere Strömungszustand auftrat.

Die Bündigkeit der aus der Übereinstimmung von Theorie und Experiment von Bose gezogenen Schlüsse wurden allerdings stark erschüttert, als Fr. A. Willers[1]) auf Veranlassung von Bose in derselben Weise die Viskosität von Emulsionen untersuchte und fand, daß auch bei ihnen eine ganz entsprechende Druckabhängigkeit der Ausflußgeschwindigkeit vorhanden war, daß also „auf Grund des Viskositätsverlaufs keinerlei Entscheidung zwischen den verschiedenen Theorien der anisotropen Flüssigkeiten möglich ist". Willers stellte seine Versuche an Emulsionen von Isobuttersäure—Wasser an, die kritische Temperatur dieser Gemische liegt bei 21°—22°. Die von Willers gewählte Art der graphischen Darstellung ist eine andere als die oben angegebene von Bose: er trug die Werte von $\log \frac{1}{T}$ als Abszissen (T = Ausflußzeit) und von $\log p$ (p = Triebdruck) als Ordinaten auf. Um seine Resultate mit den Boseschen besser vergleichbar zu machen, hat Herr M. W. Neufeld auf meine Veranlassung diese Werte auf die p- und T-Werte selbst umgerechnet, und sie dann ganz in derselben Weise aufgetragen wie Bose. Die nachstehende Fig. 2

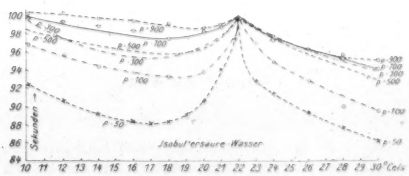


Fig. 2.

gibt diese Verhältnisse wieder. Die Analogie mit den Kurven von Bose springt ins Auge; auch hier wird mit zunehmendem Druck, also zunehmender Turbulenz, der Unterschied zwischen der Viskosität im ungeklärten und im geklärten Gebiete kleiner und kleiner, der Sprung beim Klärungspunkte verschwindet mehr und mehr.

Der Verlauf der Kurven von Willers an den Emulsionen vor dem kritischen Punkte zeigt die weitgehendste Analogie mit den Kurven der anisotropen Flüssigkeiten vor deren Klärungspunkte; hinter demselben jedoch scheint ein charakteristischer Unterschied vorhanden zu sein. Die Kurven der Isobuttersäure—Wasser—Emulsionen zeigen sowohl vor wie hinter dem Klä-

1) E. Bose, diese Zeitschr. 10, 32, 1909.

1) Fr. A. Willers, diese Zeitschr. 10, 244, 1909.

rungspunkte dieselbe Art der Druckabhängigkeit, während Bose bei anisotropen Flüssigkeiten jenseits des Klärungspunktes durch die beobachteten Punkte nur eine Kurve legte, was also Druckunabhängigkeit bedeutet; nach seiner Theorie ist ja allerdings eine Druckabhängigkeit, wie sie das anisotrope Gebiet zeigt, im isotropen Gebiet ausgeschlossen. Nun hat jedoch Herr M. W. Neufeld[1]) für Anisaldazin und *p*-Azoxyanisol durch sorgfältige Messungen gefunden, daß auch im isotropen Gebiete tatsächlich eine analoge Druckabhängigkeit vorhanden ist, wie im anisotropen Gebiete. Die folgende Fig. 3 zeigt

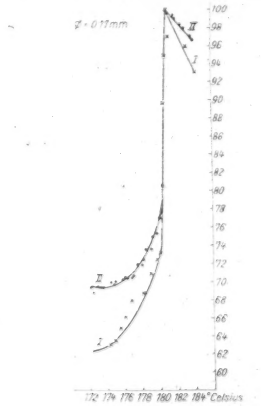


Fig. 3.

dies z. B. bei Anisaldazin in einer Kapillare von 0,17 mm innerem Durchmesser. Bei den beiden Drucken von 136 cm und 816 cm Wasser ist sowohl vor wie nach dem Klärungspunkte eine starke Druckabhängigkeit der Viskosität zu beobachten. Andere Versuche mit Anisaldazin bei größeren Kapillarweiten, und ebenso entsprechende Versuche an *p*-Azoxyanisol bei verschiedenen Kapillarweiten ergaben ganz analoge Resultate; stets waren auch jenseits des Klärungspunktes getrennte und verschieden geneigte Kurvenzüge vorhanden. Es zeigt sich allerdings gelegentlich, daß, offenbar infolge von Versuchsfehlern, einmal eine Kurve aus der Reihenfolge herausfällt, aber es kann kein Zweifel darüber bestehen, daß auch im isotropen Gebiete mit zunehmendem Druck die Neigung der Viskositätskurven gegen die Temperaturabszissenachse geringer wird. Diese Druckabhängigkeit im isotropen Gebiete zeigen nun auch die Beobachtungen von Bose selbst, wenn man die zu einem und demselben Druck gehörigen Punkte verbindet. Man bekommt auch dann hier verschieden geneigte Kurvenzüge. Bose hat auf diesen Kurventeil im isotropen Gebiet, für den er auch nur wenige Punkte beobachtete, weiter kein Gewicht gelegt, die ja nicht großen Differenzen offenbar auf Versuchsfehler geschoben und so eine einzige Kurve durch die Punkte gezogen. Er konnte von seiner Vorstellung ausgehend ja auch im isotropen Gebiet keinerlei Druckabhängigkeit der Viskositätskurven erwarten.

Durch diese Beobachtungen Neufelds wird nun aber die Analogie zwischen den anisotropen Flüssigkeiten und den Emulsionen in bezug auf die Druckabhängigkeit der Viskosität eine vollkommene. Es scheint daher der Schluß kaum vermeidlich, daß beiden eine gemeinsame Ursache zugrunde liegt. Auf die Emulsionen aber ist eine Erklärung, wie sie Bose für die anisotropen Flüssigkeiten gegeben hat, nicht anwendbar, denn in den Emulsionen gibt es keine Schwärme, die durch eine stark turbulente Strömung zerstört werden könnten. Seine Erklärung versagt aber auch bei den anisotropen Flüssigkeiten im isotropen Gebiete, da auch hier keine Schwärme existieren.

Man wird daher dazu geführt, nach einer anderen Erklärung zu suchen. Eine spezielle Molekularstruktur wird dabei kaum herangezogen werden dürfen, denn diese ist bei den anisotropen Flüssigkeiten und den Emulsionen weitgehend verschieden. Die Gemeinsamkeit derselben Erscheinung bei sonst so verschiedenartigen Flüssigkeiten legt ferner die Vermutung nahe, daß es sich hier um eine ganz allgemeine hydrodynamische Eigentümlichkeit handelt.

Nun läßt sich in der Tat zeigen, daß diese Druckabhängigkeit der Viskosität allen Flüssigkeiten zukommt; wir müssen zu diesem Zwecke die Resultate der neueren Arbeiten von Herrn W. Sorkau[1]) über die Turbulenzreibung der Flüssigkeiten und über den Einfluß der Temperatur auf dieselbe zur Erklärung heranziehen.

Herr Sorkau fand in seinen sorgfältigen und ausgedehnten Untersuchungen verschiedene Gebiete der Turbulenz, die er als Turbulenz I., II. und III. Art bezeichnete. Für die mit II bezeichnete Turbulenz wies jedoch Herr Mie[2]) überzeugend nach, daß es sich bei ihr nicht um einen besonderen Strömungszustand, sondern um ein instabiles Übergangsgebiet, um ein Hin- und Herspringen zwischen der Turbulenz I und zwischen Turbulenz III in der Bezeichnungsweise von

1) M. W. Neufeld, Dr.-Ing.-Dissertation, Danzig 1913.

1) W. Sorkau, diese Zeitschr. **12**, 582, 1911; **13**, 805, 1912.

2) G. Mie, diese Zeitschr. **14**, 93, 1913.

Sorkau handelte. In Wirklichkeit sind also nur zwei Arten von Turbulenz zu unterscheiden. Von ihnen ist die Turbulenz erster Art die gewöhnlich beobachtete Reynoldssche, die Turbulenz zweiter Art tritt erst bei höheren Drucken auf und ist von der der ersteren Art in dem ganzen Charakter der Strömung wesentlich verschieden: bei ihr schießt der ganze Flüssigkeitsfaden wie ein starrer Körper durch die Kapillare, an deren Wand nur eine sehr dünne Schicht von Flüssigkeit unbeweglich haftet. Beide Turbulenzarten unterscheiden sich ferner wesentlich — und das kommt für unsere Betrachtungen in Frage — in der Art der Temperaturabhängigkeit der Viskosität. Bei der Turbulenz erster Art nimmt bekanntlich die Viskosität mit steigender Temperatur ab, und zwar, wie Herr Sorkau fand, bei den verschiedensten Flüssigkeiten in sehr nahe gleichem Maße, während für den Poiseuilleschen Strömungszustand der Temperaturkoeffizient der Viskosität für jede Substanz charakteristisch ist. Im auffallenden Gegensatze zu dieser Turbulenz erster Art zeigt die der zweiten Art eine fast verschwindend geringe Temperaturabhängigkeit der Viskosität, eine so geringe, daß Herr Sorkau sie gleich Null setzen zu können glaubte. Wie neuerdings die Herren Cl. Schaefer und G. Frankenberg[1]) zeigten, ist sie allerdings nicht genau gleich Null, sondern die Viskosität in diesem Gebiete hat einen kleinen, und zwar positiven, Temperaturkoeffizienten. Dieser sehr kleine positive Wert kommt jedoch für unsere Betrachtungen nicht in Frage, für sie ist es nur wesentlich, daß die Viskosität im Gebiet der Turbulenz erster Art eine starke Abnahme mit steigender Temperatur zeigt, während sie im Gebiet der Turbulenz zweiter Art von der Temperatur so gut wie unabhängig ist. Da man nun mit steigendem Triebdrucke von der Turbulenz erster Art durch das instabile Zwischengebiet hindurch zu der Turbulenz zweiter Art kommt, so gelangt man damit gleichzeitig von einer mit steigender Temperatur sinkenden zu einer von ihr unabhängigen Viskosität.

Herr Sorkau bestimmte für Äthylazetat, Chloroform und Azeton bei konstanter Temperatur die Ausflußzeiten bei verschiedenen Drucken zwischen etwa 2,7—0,1 kg/qcm in kleinen Intervallen. Diese Ausflußzeit-Druck-Kurven wurden bei verschiedenen Temperaturen, bei Äthylazetat bei acht verschiedenen, Temperaturen zwischen 7° und 40°, bei Chloroform bei vier verschiedenen Temperaturen zwischen 6° und 20° aufgenommen. Um diese Zahlen für unsere Zwecke nutzbar zu machen, und in dem oben verwandten Ausflußzeit-Temperatur-Diagramm zu zeichnen, bestimmte Herr Neufeld aus den Sorkauschen Zahlen die zu einem bestimmten Drucke bei verschiedener Temperatur gehörigen Ausflußzeiten auf graphischem Wege. So wurden die Isobaren bei Äthylazetat für die fünf Drucke 0,25, 0,80, 1,40, 2,0 und 2,6 kg/qcm und bei Chloroform für die Drucke 1,1, 1,90, 2,25 und 2,60 kg/qcm erhalten. Diese wurden dann wie früher in einem Diagramm, dessen Abszisse die Temperatur und dessen Ordinate die Viskosität bzw. die Ausflußzeit war, dargestellt, indem die Werte der größten Ausflußzeit, d. h. der tiefsten Temperatur bei allen Drucken gleich 100 gesetzt wurden. So ergaben sich für Äthylazetat die Kurven der nachstehenden Fig. 4 und für

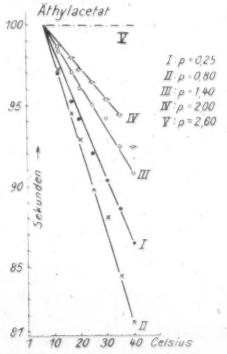


Fig. 4.

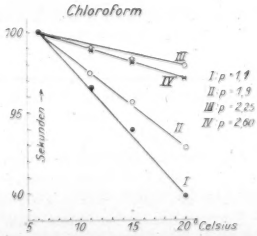


Fig. 5.

Chloroform die Kurven der Fig. 5. Dieser Verlauf der Viskositäts-Temperatur-Kurven entspricht nun völlig den im isotropen Gebiet, oberhalb des Klärungspunktes bei den anisotropen Flüssigkeiten, sowie bei den Emulsionen oberhalb ihrer

1) Cl. Schaefer und G. Frankenberg, diese Zeitschr. **14**, 89, 1913.

kritischen Temperatur beobachteten. Er ist also typisch für alle Flüssigkeiten, und erklärt sich daraus, daß bei niederen Drucken die stark von der Temperatur abhängige Viskosität der Turbulenz erster Art gemessen wird, die mit steigendem Druck allmählich in die von der Temperatur so gut wie unabhängige Viskosität der Turbulenz zweiter Art übergeht. Daß in Fig. 4 die nahe nebeneinanderliegenden Kurven I und II und in Fig. 5 die Kurven III und IV ihre Reihenfolge vertauscht haben, liegt teils an Beobachtungsfehlern, teils an der Labilität des berührten Gebiets.

Damit haben wir nun auch den Schlüssel für die Erklärung der Druckabhängigkeit der Viskosität der anisotropen Flüssigkeiten für das anisotrope Gebiet vor dem Klärungspunkte und ebenso der Emulsionen vor ihrem kritischen Punkte gefunden. Das typische Kurvenbild für die Viskositäten der anisotropen Flüssigkeiten im Ausflußzeit-Temperatur-Diagramm für einen bestimmten mittleren Druck zeigt die Fig. 6. Ein

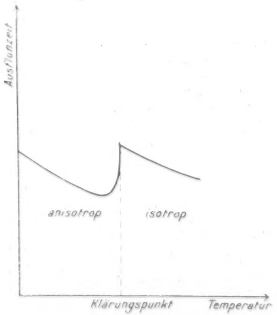


Fig. 6.

solches ergibt z. B. das von Herrn R. Schenck[1]) untersuchte Azoxyanisolphenetol, ferner auch das von Herrn Neufeld[2]) untersuchte *p*-Azoxyanisol und viele andere. Diese Kurven zeigen also auch im anisotropen Gebiete eine starke Abnahme der Viskosität mit der Temperatur, wie wir sie auch für alle anderen Flüssigkeiten kennen, und wie sie für die Turbulenz erster Art, also für niedrige bzw. mittlere Drucke charakteristisch ist. Beim Klärungspunkt gehen nun die Kurven der anisotropen und der isotropen Phase nicht unstetig ineinander über, sondern durch einen stetigen Kurvenverlauf, so daß natürlich unmittelbar vor dem Klärungspunkte ein Ansteigen der Viskosität von den niedrigen Werten im anisotropen zu den höheren im isotropen Gebiete eintritt. Bei manchen anisotropen Flüssigkeiten ist freilich das Stabilitätsgebiet der anisotropen Schmelze sehr klein, so daß die Viskosität nur eine kurze Strecke unmittelbar vor dem Klärungspunkte gemessen werden kann, bei weiterer Erniedrigung der Temperatur tritt schon Kristallisation ein. Ein Ansteigen der Viskosität mit sinkender Temperatur kann dann unter ungünstigen Umständen also nicht mehr beobachtet werden. Daß aber auch bei diesen anisotropen Flüssigkeiten ein solches vorhanden ist und nur durch das Erstarren verdeckt wird, kann nicht zweifelhaft sein. Die Kurve der Fig. 5 kann also für die Viskosität der anisotropen Flüssigkeiten ganz allgemein als typisch angesehen werden.

Gehen wir nun im anisotropen Gebiete vor dem Klärungspunkte von niederen zu höheren Drucken über, so müssen wir auch hier allmählich von der Turbulenz erster Art zu der Turbulenz zweiter Art gelangen und damit von einer stärkeren Temperaturabhängigkeit der Viskosität zu einer Temperaturunabhängigkeit derselben. Graphisch wird dies natürlich so aussehen, daß die bei niederen Drucken stark geneigten Ausflußzeitkurven mit steigenden Drucken mehr und mehr horizontal werden. Der Verlauf der verschiedenen Isobaren bei steigenden Triebdrucken wird also etwa so aussehen, wie es an der nachstehenden Fig. 7

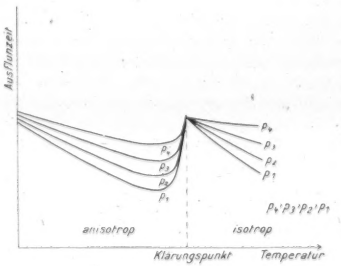


Fig. 7.

schematisch wiedergegeben wird. Das Horizontalwerden der Viskositätskurven hat natürlich eine Hebung der Krümmungsstelle kurz vor dem Klärungspunkte zur Folge und führt so eine Erniedrigung des Viskositätssprungs beim Klärungspunkte herbei.

Es hat sich uns also eine neue Erklärung für den von Bose zuerst aufgefundenen Druckeinfluß auf die Viskosität der anisotropen Flüssigkeiten und natürlich ebenso der von Willers

1) R. Schenck, Kristallinische Flüssigkeiten und flüssige Kristalle, S. 102, Fig. 29. Leipzig, W. Engelmann, 1905.

2) M. W. Neufeld, Dr.-Ing.-Dissertation, Danzig 1913.

untersuchten Emulsionen ergeben als eine einfache konsequente Schlußfolgerung aus der von Herrn Sorkau festgestellten, für alle Flüssigkeiten geltenden Verschiedenartigkeit des Temperaturkoeffizienten der Viskosität im Gebiet der Turbulenz erster und zweiter Art. Der besondere Molekularzustand der anisotropen Flüssigkeiten spielt also hierbei keine Rolle.

Im Lichte dieser Erklärung wird nun auch das negative Ergebnis der Versuche des Herrn M.W. Neufeld in der vorstehenden Arbeit (S. 646) über den Einfluß eines Magnetfelds auf die Ausflußzeit anisotroper Flüssigkeiten aus engen Kapillaren verständlich. Bose hatte einen derartigen Einfluß erwartet auf Grund seiner Versuche über den Druckeinfluß auf die Ausflußzeit und seiner theoretischen Deutung derselben. Aus diesen Versuchen mußte er schließen, daß die Länge der Schwarmachsen mit dem Durchmesser seiner Kapillaren vergleichbar sei. Da nun dieser Druckeinfluß in Wirklichkeit einen ganz anderen Grund hat als der von Bose angenommene, so gestattet er auch keinen Schluß auf die Größe der Schwärme. Sowohl der Einfluß des Drucks auf die Viskosität, wie das Fehlen der Einwirkung eines Magnetfelds sind miteinander vereinbar, wenn man nur die Länge der Schwarmachsen als klein im Vergleich mit dem Kapillardurchmesser ansieht. Eine Länge der Schwarmachsen von etwa $^1/_{1000}$ mm ist aber im übrigen mit der Boseschen Schwarmtheorie durchaus vereinbar.

Auch von Herrn M. W. Neufeld[1]) auf meine Veranlassung angestellte Versuche über die Abhängigkeit des Druckeinflusses von der Kapillarweite finden nun ihre Aufklärung. Ich hatte auf Grund der Boseschen Theorie des Druckeinflusses geschlossen, daß dieser verschwinden müßte, wenn man so weite Kapillaren verwenden würde, daß die Schwarmachsen klein gegen den Kapillardurchmesser würden, da dann die Lage der Schwärme in der Kapillare unbeeinflußt und also ohne Wirkung auf die Reibung werden müßte. Herr Neufeld untersuchte die Druckabhängigkeit in Kapillaren verschiedener Weite bis zu einem inneren Durchmesser von 0,32 mm, erhielt aber auch dann noch den charakteristischen Einfluß des Drucks auf die Viskositätskurven. Mit der Boseschen Erklärung sind diese Versuche nicht wohl vereinbar, da die Schwärme nach allem, was wir sonst wissen, nicht so groß sein können. Nach der oben gegebenen Theorie aber war das Ergebnis zu erwarten, da die Kapillarweite nach ihr keinen Einfluß haben kann.

1) M. W. Neufeld, Dr.-Ing.-Dissertation, Danzig 1913.

Die von Bose auf Grund seiner Schwarmtheorie gefundene Druckabhängigkeit der Viskositätskurven der anisotropen Flüssigkeiten ist also nicht als eine Bestätigung seiner Theorie aufzufassen, wie das auch schon Fr. A. Willers (loc. cit.) im Einverständnis mit Bose auf Grund seiner Versuche an Emulsionen ausgesprochen hat. Natürlich darf man nun nicht umgekehrt aus dem Versagen der Boseschen Erklärung für die Druckabhängigkeit einen Schluß gegen seine Schwarmtheorie überhaupt ziehen. Diese bleibt immer noch die einzige, die im Rahmen der bewährten molekularen Theorien ein plausibles und in vieler Richtung befriedigendes Bild der auffallenden Erscheinungen bei den anisotropen Flüssigkeiten gibt, wie das auch Herr Nernst[1]) mit großer Klarheit dargelegt hat. Nur die Größe der Schwärme ist geringer anzunehmen, als sie Bose auf Grund seiner Erklärung der Druckabhängigkeit der Viskositätskurven schätzen mußte. Den hier geführten Nachweis dieser Druckabhängigkeit der Viskositätskurven der anisotropen Flüssigkeiten als einer allgemeinen Eigenschaft aller Flüssigkeiten konnte Bose nicht geben, da zu seiner Zeit die Arbeiten des Herrn Sorkau, die erst die Basis für die neue Erklärung lieferten, noch nicht erschienen waren.

1) W. Nernst, Zeitschr. f. Elektroch. **18**, 702, 1910; Theoretische Chemie, S. 667, 7. Aufl., Stuttgart 1913.

Danzig-Langfuhr, Physikalisch-chemisches Laboratorium der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 28. Juni 1913.)

Die Ablenkung der Rubidiumstrahlen im magnetischen Felde.

Von Karl Bergwitz.

Henriot und Vavon[1]) haben gezeigt, daß die von einem Kaliumsalz ausgehenden Strahlen in einem magnetischen Felde eine Ablenkung derart erfahren, wie sie die β-Strahlen radioaktiver Stoffe unter gleichen Umständen zeigen. Aus diesen Versuchen und denen von Norman Campbell[2]) über die Einwirkung elektrischer Kräfte auf die Kaliumstrahlen muß geschlossen werden, daß man es in der Tat mit einer wahren β-Aktivität bei dem Kalium und seinen Salzen zu tun hat.

Bekanntlich zeigt auch das Rubidium nebst seinen Salzen nach Versuchen Campbells und Woods[3]) eine Aktivität, die sich in einer sehr

1) E. Henriot u. G. Vavon, C. R. **149**, 30, 1909.
2) Norman Campbell, Proc. Cambr. Phil. Soc. **14**, Pt. 2, 211, 1907.
3) Norman Campbell u. A. Wood, Proc. Cambr. Phil. Soc. **14**, Pt. 1, 15, 1906.

leicht absorbierbaren Strahlung äußert. Man könnte beim Rubidium zweifelhaft sein, ob man es in diesem Falle nicht mit einer langsamen α-Strahlung zu tun hat. Es würde hierfür gerade die starke Absorbierbarkeit der Strahlen sprechen. Deshalb schien es mir von Interesse, auch an den Rubidiumstrahlen den Einfluß des magnetischen Feldes festzustellen.

Die angewandte Methode ist ähnlich der von Henriot gewählten. Auf dem Halse eines Wulfschen Zweifadenelektrometers (Fig. 1) ist

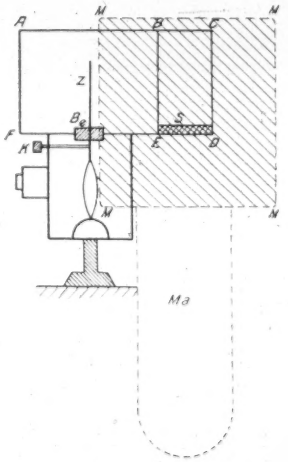


Fig. 1.

ein Kasten $ACDF$ aus Zinkblech aufgeschraubt, der in zwei Teile $ABEF$ und $BCED$ geteilt ist. Die Länge AC beträgt 14 cm, die Länge BC 4 cm, die Höhe 18 cm und die Breite 10 cm. In der ersten Abteilung der Ionisationskammer befindet sich der Zerstreuungsstab Z, der gegen die leitende Wandung der Kammer durch den Bernsteinpfropfen Be isoliert an seinem unteren Ende die metallisch bestäubten Quarzfäden trägt. Mit Hilfe des Kontaktes K wird Z auf eine bestimmte Anfangsspannung aufgeladen. In der Kammer $BCED$ liegt auf der Grundfläche eine Schicht von 20 g $RbCl(S)$. Als Diaphragma BE wurde der leichten Absorbierbarkeit der Rubidiumstrahlen wegen feinstes Zigarettenpapier gewählt. Das geerdete Elektrometer nebst Ionisationskammer waren in der Weise, wie es Fig. 1 erkennen läßt, zwischen die Polschuhe ($MMMM$) eines großen Elektromagneten (Ma) gebracht, der den Vorzug eines homogenen Feldes im Bereich der Strahlen des Rubidiums bot.

Die Ausführung der Versuche war folgende: Zunächst wurde der Normalverlust der Spannung für 9 Stunden bei Anwesenheit des Rubidiumsalzes in der hinteren Kammer festgestellt, sodann der Elektromagnet erregt, abermals der Spannungsverlust in 9 Stunden festgestellt, der Magnet ausgeschaltet, wieder der neunstündige Normalverlust abgelesen und dann bei umgekehrtem Magnetfelde ebenfalls nach 9 Stunden die Spannungsabnahme gemessen. Als Anfangsspannung wurden immer 250 Volt gewählt.

Um einen Schluß auf die Weichheit der Strahlen machen zu können, wiederholte ich dieselbe Messungsreihe für verschiedene magnetische Feldstärken, indem die den Magneten erregenden Stromstärken passend geändert wurden.

Eine Übersicht der Resultate der angestellten Versuche zeigt Tabelle 1. Die erste Zahlenreihe enthält die Stromstärken im Magneten, die zweite die Normalverluste, die dritte und vierte die Abnahme der Spannungen bei entgegengesetzten Magnetfeldern, die fünfte und sechste die Differenzen von 3 gegen 2 und 4 gegen 2. Die Werte der Normalverluste sind die Mittel aus den entsprechenden Normalverlusten vor und nach der Messung im Magnetfelde. Die Ionisierung, die in der Kammer auftrat, wenn kein Rubidiumsalz in der Vorkammer sich befand, betrug bei nicht erregtem Magneten 28,4 und bei erregtem Magneten 26,8 Skalenteile.

Tabelle 1.

1	2	3	4	5	6
0,4 A	41,4	44,9	36,1	+ 3,5	— 5,3
1,02 A	42,1	**50,8**	35,1	+ 8,7	— 7,0
1,9 A	41,0	47,8	30,6	+ 6,8	—10,4
2,8 A	41,2	41,0	29,9	+ 0,2	—12,3
4,5 A	41,6	29,6	26,1	—12	—15,5

Die Zahlen unter 3 entsprechen einer derartigen Richtung des Magnetfeldes, daß negative von Rubidium ausstrahlende Elektronen in die Ionisierungskammer gelenkt werden, während Spalte 4 sich auf die entgegengesetzte Feldrichtung bezieht. Demnach charakterisieren sich die Rubidiumstrahlen als β-Strahlen.

Die Tabelle läßt dann weiter erkennen, daß bei zunehmender magnetischer Feldstärke die Ionisierung in dem Raum $ABEF$ durch die eindringende β-Strahlung zunächst gesteigert wird, bei 1,02 A ein Maximum erreicht und bei 4,5 A unter den Betrag herabsinkt, den sie ohne Wirkung des Magnetfeldes hatte. In diesem letzten Felde werden offenbar die schräg austretenden Strahlen des Rubidiums so stark gekrümmt, daß sie das Diaphragma größtenteils nicht

mehr treffen, wie auch daraus hervorgeht, daß jetzt dieselbe Ionisierung wie ohne Rubidiumsalz beobachtet wurde.

In den Kurven der Fig. 2 sind die Resultate nochmals zusammengestellt worden. Die durch Punkte markierte Kurve zeigt die Zunahme der Ionisation in der Zerstreuungskammer für den Fall, daß die Rubidiumstrahlen hineingebogen werden, die durch Kreuze bezeichnete Gerade die Abnahme der Ionisation im entgegengesetzten Falle. Man erkennt aus der oberen Kurve, wie mit wachsendem Kraftfelde die Ionisation in der Kammer steigt, bei 1,3 A ein Maximum erreicht und dann wieder fällt. Die maximale Zunahme des Sättigungsstroms beträgt 20,6 Proz.

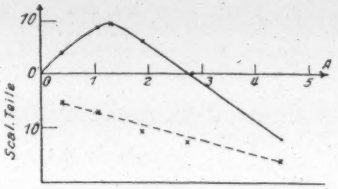


Fig. 2.

Eine Fehlerquelle der Methode liegt in der Einwirkung des Magnetfeldes auf die Ionisation in dem Meßkondensator. Sowohl die durch die allverbreitete γ-Strahlung sowie durch die β-Strahlung des Rubidiums erregten Sekundärstrahlen erfahren nämlich ebenfalls eine Bahnveränderung im Magnetfelde. Die erste Einwirkung ist eine geringe, die zweite dagegen beträchtlicher, jedoch wird hierdurch weder die Tatsache noch der Sinn der magnetischen Ablenkung der Rubidiumstrahlen in Frage gestellt.

Die beschriebenen Versuche beweisen, daß die Strahlung des Rubidiums denselben Charakter wie die des Kaliums hat, nämlich eine β-Strahlung ist. Hiermit stimmt überein, daß eine α-Strahlung des Rubidiums auch durch andere Mittel, durch Szintillation oder durch Wärmeeffekte, nach Büchner[1]) und Henriot[2]) nicht nachweisbar ist.

Die angewandte Methode läßt eine Berechnung der Geschwindigkeit der β-Strahlen des Rubidiums so ohne weiteres nicht zu. Um nun aber ein Urteil über die Geschwindigkeit der Rubidium-β-Strahlen zu gewinnen, wurde die Ionisierung der Kammer bei geänderten Magnetfeldern gemessen, während ein älteres Präparat von Radioblei, das mir Herr Professor Giesel gütigst zur Verfügung stellte, in der Vorkammer sich befand. Es wurden in diesem Falle die Zeiten bestimmt, die verstrichen, bis die Spannung im Ionisationsraum um 25 Skalenteile gesunken war. Der normale Spannungsverlust bei Anwesenheit des Radiobleipräparats in der Vorkammer erfolgte in 132,1 Sekunden. Die gefundenen Resultate sind in der Tabelle 2 zusammengestellt. In Spalte 1 stehen die den Magneten erregenden Stromstärken, in 2 die Zeiten, in denen die Spannung im Meßkondensator um 25 Skalenteile sank, bei so erregtem Magneten, daß die β-Strahlen des Präparats in den Meßraum gebogen werden, in 3 die Zeiten des Abfalls der Spannung bei entgegengesetztem Magnetfelde, in 4 die Differenz von 2 gegen die Zeit des Normalverlustes und in 5 die von 3 gegen die gleiche Größe.

Tabelle 2.

1	2	3	4	5
0,98 A	92,1	227,5	40,1	95,5
1,42 A	85,0	261,4	47,1	129,3
1,60 A	84,1	292,2	**48,0**	160,2
1,80 A	85,4	342,0	46,7	210,0
2,75 A	98,1	592,8	34,0	460,8

Aus der Tabelle 2 und besser noch aus der Kurve der Fig. 3, in der die Werte der Kolumne 4

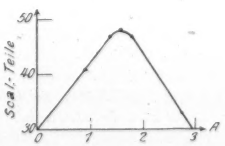


Fig. 3.

im Zusammenhang mit dem den Magnet erregenden Strom gebracht sind, erkennt man, daß das Maximum der Ionisierung bei 1,6 A Felderregung liegt.

Die β-Strahlen des Radiobleipräparats gehören sicherlich dem $Ra\,E_2$ an. Nach H. W. Schmidt[1]) beträgt die Geschwindigkeit der β-Strahlen des $Ra\,E_2$ $2{,}31 \times 10^{10}$ cm/sec. Nach unseren Messungen sind also die β-Strahlen des Rubidiums weicher wie die von $Ra\,E_2$, und zwar beträgt die Geschwindigkeit der Rubidiumstrahlen, wie man aus dem Verhältnis der maximalen Stromstärken schätzen kann, das 0,8fache der der Radium-E_2-Strahlen, also etwa $1{,}85 \cdot 10^{10}$ cm/sec.

1) Büchner, Le Radium **9**, 224, 1912.
2) Henriot, C. R. **152**, 1384, 1911.

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **8**, 361, 1907.

Zusammenfassung der Resultate.

Es wird bewiesen, daß die Strahlung des Rubidiums eine β-Strahlung ist. Die Geschwindigkeit der β-Strahlen des Rubidiums wird schätzungsweise zu $1{,}85 \times 10^{10}$ cm/sec angegeben.

Zum Schluß danke ich Herrn Prof. Dr. Giesel für die freundliche Überlassung des Radiumpräparats und Herrn Dr. Ambronn für seine freundliche Mitwirkung bei der praktischen Ausführung der Arbeit.

Braunschweig, Physik. Institut der Technischen Hochschule, 30. Mai 1913.

(Eingegangen 31. Mai 1913.)

Bemerkung zu der Mitteilung der Herren Hammer und Vohsen, „Über die Verwendung des Fontaktoskops zur Bestimmung des Emanationsgehalts von Quellwässern."

Von C. Engler und H. Sieveking.

In Heft 10 des laufenden Jahrgangs dieser Zeitschrift (S. 451) veröffentlichen die Herren Hammer und Vohsen einen Aufsatz, in welchem die von uns angegebene Messung der Radioaktivität von Quellwässern einer Kritik unterzogen wird. Die Verfasser zitieren die Gebrauchsanweisung, die der ersten Veröffentlichung über diesen Apparat in deutscher Sprache entnommen ist und aus dem Jahre 1905 stammt. Seitdem ist über die Vorzüge und über die Nachteile unseres Fontaktoskops so viel geschrieben, daß es unmöglich ist, alles hier zu wiederholen. Insbesondere der Streit, ob die Messung unmittelbar zu erfolgen habe oder erst nach drei Stunden, ist Gegenstand eingehender Besprechungen gewesen und hat sogar gerichtliche Bedeutung gehabt. Die „induzierte Aktivität", von der in der oben erwähnten veralteten Anweisung die Rede ist, hat bekanntlich seitdem einer präziseren Fassung Platz gemacht. Die Zerfallsprodukte und die Lebensdauern der einzelnen sind genau bekannt, und es scheint uns deshalb auch nicht angängig, auf die erste Publikation zurückzugreifen. Gerade um aber in ärztlichen Kreisen, in denen der Apparat sehr verbreitet ist, Klarheit zu schaffen, hat der eine von uns auf dem diesjährigen Kongreß für Physiotherapie ausdrücklich darauf hingewiesen, daß unser Apparat ohne die notwendigen Korrekturen nur ein approximatives Resultat liefert. Will man ein genaues Resultat erhalten, so muß man natürlich den Gleichgewichtszustand der Zerfallsprodukte abwarten. Dieser Vortrag ist an sechs ärztliche Zeitschriften gegangen. Wir glauben somit selbst für die nötige Klarheit gesorgt zu haben.

Immerhin ist für Unkundige ein Hinweis darauf nützlich, daß die Gebrauchsanweisung aus dem Jahre 1905 jetzt ergänzungsbedürftig ist. Für den, der die Entwicklung der Radioaktivität verfolgt hat, ist das freilich selbstverständlich. Dinge aber, die sich von selbst verstehen, jedesmal auf unseren Apparat zu exemplifizieren, kann nicht unsere Aufgabe sein. Auf den sachlichen Inhalt einzugehen, behalten wir uns vor.

Karlsruhe, Großh. Techn. Hochschule, den 20. Mai 1913.

(Eingegangen 23. Mai 1913.)

Thermokraft des Siliziums.

Von J. Koenigsberger.

Die Herren F. Fischer, R. Lepsius und E. Baerwind[1]) haben eine genaue wissenschaftliche Untersuchung über die Ursachen der Zeichenverschiedenheit des metallischen Siliziums vorgenommen und kommen zu der Ansicht, daß der Unterschied im wesentlichen auf der Beimengung von SiO_2 beruht.

J. Weiß[2]), G. Gottstein[3]) und der Verfasser haben vom elektronentheoretischen Standpunkt aus auf den Unterschied im Zeichen verschiedener Siliziumsorten, auf den schon A. W. Smith[4]) aufmerksam gemacht hatte, weniger Wert gelegt, da wir immer das gleiche Material benutzten. Uns kam es darauf an, bei demselben Material und womöglich an demselben kleinen Stück die verschiedenen elektrischen Erscheinungen (Leitfähigkeit, Thermokraft, Peltierwärme[5]), Thomsonwärme[2]), Halleffekt[3]), Ettingshauseneffekt[3]) usw.) zu studieren und die elektronentheoretischen Beziehungen zu prüfen. Es stellte sich heraus, daß die großen positiven oder negativen Thermokräfte der Halbleiter gegen ein Normalmetall (Edelmetall) mit Maximalzahl der Elektronen im wesentlichen durch die kleinere Zahl der Elektronen in den Halbleitern bedingt sind. Die Elektronenzahl bestimmt hauptsächlich die absolute Größe von Halleffekt, Leitfähigkeit, Thermokraft, Peltierwärme. Da in den Halbleitern die stärksten Variationen der Elektronenzahl vorkommen, sind sie zur Prüfung der Theorien besonders wertvoll. Die Verschiedenheit des Zeichens der Thermokraft ist dagegen mehr eine sekundäre Erscheinung. Sie steht auch bei Metallen wie bei

1) F. Fischer, R. Lepsius, E. Baerwind, diese Zeitschr. **14**, 439, 1913.
2) Ann. d. Phys. **35**, 14, 1911.
3) Diese Zeitschr. **14**, 232, 1913.
4) A. W. Smith, Phys. Rev. **30**, 12, 1910.
5) Die diesbezüglichen Daten werden nächstens veröffentlicht.

Halbleitern[1]) nach der Regel von Beattie im engen Zusammenhang mit dem Zeichen des Halleffekts. Wir haben als Arbeitshypothese den Zeichenwechsel vorläufig durch die Wirkung innerer magnetischer Felder in den Atomen zu erklären gesucht. Eine genaue chemische Untersuchung der Ursache, wie sie F. Fischer bei Silizium in Angriff genommen hat, wird interessante Aufschlüsse darüber bringen können, ob nicht eine andere Hypothese die Zeichenverschiedenheit besser erklärt.

Über den Einfluß der chemischen Zusammensetzung können wir einige ergänzende Beobachtungen, die sich nebenher ergeben haben, mitteilen. Unsere Siliziumstäbe haben, wie schon erwähnt, alle dasselbe Zeichen der Thermokraft; sie sind positiv gegen Kupfer. Das neuste Material war 1912 von der Firma de Haën in Seelze bezogen; es enthält 5,2 Proz. Eisen, wie die von Herrn Prof. W. Autenrieth freundlichst ausgeführte Analyse[2]) zeigte.

Es wurde früher, 1910, eine andere, ebenfalls positive Siliziumsorte untersucht, die 3,5 Proz. Eisen enthielt. Es ergibt sich, daß bei Silizium mit wechselnder Menge Eisen, ebenso wie das K. Baedeker[3]) zuerst an Kupferjodür mit wechselnder Jodbeimengung nachgewiesen hat, die Thermokraft bei zunehmender Leitfähigkeit abnimmt. Letztere hängt von dem Eisengehalt in folgender Weise ab: Eisen vergrößert die Leitfähigkeit und setzt die Temperaturen des Widerstandsminimums, also des Punktes, von dem an der Widerstand mit der Temperatur zunimmt, herab.

Indirekt kann man, wie mir scheint, aus den Angaben von F. G. Wick[4]) für das negative Silizium ähnliche Folgerungen über den Einfluß des Eisengehalts ziehen.

Bemerkenswert ist ferner noch, daß der von K. Schilling[5]) gefundene Umwandlungspunkt bei 215° mit höherem Eisengehalt nach Messungen von W. Eyth nicht auftritt. F. G. Wick hatte bei ihren Siliziumsorten einen Umwandlungspunkt bei 215° nicht gefunden.

1) Diese Zeitschr. **14**, 232, 1913.
2) Das Silizium wurde mit Flußsäure-Salpetersäure aufgeschlossen, wobei nur Silizium und SiO_2 weggeht. Man muß zweimal abdampfen. Der Rückstand wird in der üblichen Weise analysiert.
3) K. Baedeker, diese Zeitschr. **13**, 1080, 1912.
4) F. G. Wick, Phys. Rev. **27**, 77, 1908.
5) K. Schilling, Ann. d. Phys. **32**, 190, 1910.

(Eingegangen 16. Juni 1913.)

Bemerkung zu der Arbeit von Győző Zemplén: Schwingungszahl der Röntgenstrahlen und Quantenhypothese[1]).

Von W. Seitz.

Auf Grund der Untersuchungen von Laue, Friedrich und Knipping und der Quantenhypothese berechnet Herr Győző Zemplén das Elementarquantum von Röntgenstrahlen zu etwa $6{,}55 \cdot 10^{-8}$. Da die Energie eines Kathodenstrahlenteilchens von 60000 Volt $8{,}4 \cdot 10^{-8}$ ist, und da nach den Messungen von Frl. Carter[2]) der Wirkungsgrad, d. i. das Verhältnis der Energie der Röntgenstrahlen zu jener der erzeugenden Kathodenstrahlen ungefähr gleich $\frac{1}{1000}$ ist, so folgert er, daß ein Elektron bei der Absorption eine Energiemenge von $8{,}4 \cdot 10^{-11}$ absoluten Einheiten in Form von Röntgenstrahlen aussendet. Dies ist, wie Herr Zemplén mit Recht hervorhebt, schwer mit der Quantenhypothese in Einklang zu bringen. Es ist aber die Zahl $\frac{1}{1000}$ für den Wirkungsgrad sicherlich viel zu klein, da bei den Messungen von Frl. Carter die Absorption im Glas nicht genügend berücksichtigt werden konnte. Wie ich nachgewiesen habe[3]), gelangt nur ein sehr kleiner Teil $\left(\text{wohl weniger als } \frac{1}{100}\right)$ der Röntgenstrahlen, welche an der Antikathode entstanden sind, durch die Glaswand hindurch, der weitaus größere wird teils im Glas, teils auch in der Antikathode selbst absorbiert, und besteht durchschnittlich aus viel weicheren Strahlen. Diese haben kleinere Schwingungszahlen und dementsprechend kleinere Elementarquanten. Demnach wird die von einem Elektron erzeugte Röntgenstrahlenenergie bedeutend größer, der mittlere Betrag des Elementarquantums aber kleiner, als Herr Zemplén berechnet, und es ist nicht ausgeschlossen, daß die beiden Werte schließlich zusammenfallen. Die Übereinstimmung der Größenordnung der oben angeführten Zahlen $6{,}55 \cdot 10^{-8}$ und $8{,}4 \cdot 10^{-8}$ ist so auffallend, daß mir folgende Annahme berechtigt erscheint: Ein kleiner Teil der Elektronen kommt beim Auftreffen auf die Antikathode auf einmal zur Ruhe, und jedes Elektron sendet dabei je ein Energiequantum Röntgenstrahlen aus, das nahezu der ganzen fortschreitenden Energie des Elektrons entspricht. Die Strahlen,

1) Győző Zemplén, diese Zeitschr. **14**, 423—424, 1913.
2) E. Carter, Ann. d. Phys. **21**, 979, 1906.
3) W. Seitz, diese Zeitschr. **7**, 689—692, 1906; Ann. d. Phys. **27**, 301—310, 1908.

die auf diese Weise entstanden sind, bilden den härtesten Teil der Gesamtstrahlen, der aber außerhalb der Röhre besonders stark zur Geltung kommt, da die weicheren Strahlen größtenteils abfiltriert sind.

Aachen, Mai 1913.

(Eingegangen 3. Juni 1913.)

Über die Absorption des Lichts durch Wasser.
(On the Absorption of Light by Water.)

Von G. H. Livens.

In einer kürzlich in dieser Zeitschrift veröffentlichten Arbeit[1]) führen die Herren Guy, Schaeffer und Jones zugunsten der Solvattheorie der Lösungen zahlreiche interessante Versuchsergebnisse über die Absorption des Lichts durch Wasser an, das verschiedene gelöste Stoffe enthielt.

Die genannten Forscher verglichen die Spektren von Lösungen verschiedener Metallsalze in Wasser mit den Spektren reinen Wassers; dabei fanden sie, daß die Absorption der Lösung häufig geringer, in manchen Fällen viel geringer war als die Absorption der entsprechenden Menge reinen Wassers. Derartige Ergebnisse erscheinen auf den ersten Blick einigermaßen ungewöhnlich: Die gelöste Substanz kann keine geringere Absorption haben als gar nichts! Bei näherer Prüfung findet man indessen, daß diese Ergebnisse mit gewissen Folgerungen aus der Theorie der Dispersion und Absorption des Lichts in der Lorentzschen Form vollkommen in Einklang steht[2]). Ich habe im Philosophical Magazine eine allgemeine Diskussion dieser Theorie veröffentlicht[3]) und werde mich hier damit begnügen, einfach die für den vorliegenden Zweck erforderlichen Ergebnisse anzuführen.

Wir nehmen an, daß die Bewegungsgleichung des typischen vorhandenen Elektrons mit der Masse m und der Ladung e die Form

$$m\ddot{x} + h\dot{x} + kx = e(E_x + aP_x)$$

habe, wo x die x-Komponente der Verschiebung des Elektrons, E_x die x-Komponente der elektrischen Kraft, P_x die x-Komponente der Polarisationsstärke bedeutet und a eine Konstante ist, deren Zahlenwert annähernd $^1/_3$ beträgt. Wenn wir von dieser Gleichung ausgehen und den gewöhnlichen Gang der Drudeschen Theorie verfolgen, so können wir nunmehr zeigen, daß der Absorptionskoeffizient von Licht von der Schwingungszahl

$$n = n_0 + \xi$$

(wo ξ klein im Vergleich zu n_0 ist) annähernd

$$\mu\varkappa = \frac{1}{2}\,\frac{\varrho_1 n_0 n'}{[(1 - aA)2n_0\xi + a\varrho_1]^2 + (1 - aA)^2 n_0^2 n'^2}$$

ist. Hier ist N_0 die Anzahl der Elektronen mit der natürlichen freien Frequenz $n = n_0$ in der Volumeneinheit, ferner

$$\varrho_1 = \frac{N_0 e^2}{m},$$

$$n' = \frac{h}{m}$$

und

$$A = \sum \frac{e^2}{k - mn_0^2},$$

wo die letztgenannte Summe über alle die Elektronen in der Volumeneinheit erstreckt ist, die nicht die natürliche freie Frequenz $n = n_0$ haben. Der Brechungsindex des Mediums ist μ.

Aus diesem Ergebnis leiten wir ohne weiteres ab, daß das Absorptionsmaximum den Betrag

$$\mu\varkappa = \frac{1}{2}\,\frac{\varrho_1}{n_0 n'(1 - aA)^2}$$

hat und nicht an der Stelle $\xi = 0$, $(n = n_0)$, erfolgt, sondern gegen diese um eine Strecke

$$\xi = \frac{a\varrho_1}{2(1 - aA)n_0}$$

nach Rot zu verschoben.

Diese Ergebnisse sind bereits von Herrn Havelock[1]) und von mir[2]) benutzt worden, um die Kundtsche Regel für die Absorption der gelösten Substanz zu erklären. Sie sind auf die vorliegenden Erscheinungen ebensogut anwendbar.

Wir wollen der Einfachheit halber annehmen, daß die Elektronen mit der natürlichen freien Periode $n = n_0$ die sind, welche einer einfachen Absorptionsbande des Lösungsmittels entsprechen, und daß alle übrigen dem gelösten Stoffe angehören. Dann wird das Absorptionsmaximum des Lösungsmittels

$$\mu_0\varkappa_0 = \frac{\varrho_1}{2n_0 n'}$$

sein, während der Absorptionskoeffizient der Lösung

$$\mu\varkappa = \frac{\varrho_1}{2n_0 n'(1 - aA)^2} = \frac{\mu_0\varkappa_0}{(1 - aA)^2}$$

sein wird.

1) Diese Zeitschr. **14**, 278, 1913.
2) s. z. B. Lorentz, Theory of Electrons.
3) Livens, Phil. Mag., Aug. 1912.

1) Proc. Roy. Soc. **84**, **86**, 1911.
2) Phil. Mag., Aug., Okt. 1912.

Es ist aber

$$A = \sum \frac{e^2}{k - m n_0^2},$$

und daher wird, wenn die Eigenfrequenz der Elektronen in dem gelösten Stoffe größtenteils kleiner als n_0 ist, A negativ und $\mu\varkappa < \mu_0\varkappa_0$ sein. Dann wird die maximale Absorption der Lösung kleiner sein als die des reinen Lösungsmittels. Wenn jedoch A positiv ist, wird die Absorption der Lösung die stärkere sein, wie man erwarten würde, wenngleich zu bemerken ist, daß die Zunahme nicht auf irgendwelcher Absorption des hinzugefügten gelösten Stoffes beruht, der vernachlässigt worden ist.

Die oben genannten Verfasser ziehen aus ihren Ergebnissen noch einen anderen wichtigen Schluß, nämlich folgenden: Die Absorptionsbanden des Wasserspektrums werden in jedem einzelnen Falle durch den Hinzutritt des gelösten Körpers ein wenig nach dem roten Ende des Spektrums hin verschoben. Eine solch allgemeine Behauptung steht mit der oben erwähnten Theorie nicht vollkommen in Einklang, doch muß ich zugeben, daß in dem realen entscheidenden Falle, den ihre Beobachtungen liefern, der Nachweis der erwähnten Verschiebung ziemlich zweifelhaft ist. Wir wollen diesen Fall näher untersuchen. Im Falle stärkerer Absorption der Lösung, wie oben ($A > 0$), wird die ursprüngliche Verschiebung des Maximums der Linie des Lösungsmittels nach dem roten Ende hin verstärkt werden, aber im Falle geringerer Absorption ($A < 0$) weisen die vorstehenden Formeln auf eine Verringerung der ursprünglichen Verschiebung hin, die einer Verschiebung nach dem violetten Ende des Spektrums hin entspricht. In vier von den angeführten sechs Fällen ist die Absorption stärker und die Verschiebung nach der Seite der größeren Wellenlängen hin mehr oder minder stark ausgeprägt, aber in den beiden anderen Fällen scheint es mir ziemlich schwer, zu entscheiden, nach welcher Seite die Verschiebung stattgefunden hat. Die Verfasser behaupten, daß ihre Ergebnisse mit früheren Beobachtungen in Einklang stehen, aber ich kann, ohne direkte Kenntnis ihrer übrigen Beobachtungen, hinzufügen, daß es an Fällen einer Verschiebung der Banden nach der anderen Richtung nicht fehlt, und daß diese Fälle eine Stütze für die hier vorliegenden theoretischen Deduktionen liefern.

Diese Ergebnisse, sowie viele andere, die ich im Laufe einer theoretischen Untersuchung über das allgemeine optische Verhalten solcher Lösungen gewonnen habe, überzeugen mich, daß es einer weit eingehenderen Untersuchung bedarf, ehe wir irgendwelche der gewonnenen Ergebnisse als Stütze für irgendeine Theorie einer chemischen oder physikalischen Wirkung in Lösungen betrachten dürfen. Was beim ersten Blick als anomales Verhalten solcher Gemische erscheint, ist in Wahrheit mit unserem gegenwärtigen Schema der theoretischen Optik durchaus vereinbar.

Sheffield, im Mai 1913.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 20. Mai 1913.)

BESPRECHUNGEN.

J. B. Stallo, Die Begriffe und Theorien der modernen Physik. Nach der 3. Auflage des englischen Originals übersetzt und herausgegeben von Dr. Hans Kleinpeter; mit einem Vorwort von Ernst Mach. 2. Auflage mit einem Porträt des Verfassers. gr. 8. XXII u. 328 S. Leipzig, J. A. Barth. 1911. M. 8.—

Der Verfasser dieses Buches ist einer von den Männern, von welchen die angelsächsische Welt so viele Beispiele bietet, die neben ihrer eigentlichen Beschäftigung gründliche Kenntnisse auf einem anderen Gebiete besitzen. Stallo ist von Geburt wohl Deutscher, seiner Entwickelung und seinem Lebenslauf nach Nordamerikaner. In erster Jugend einige Jahre als Schüler und Lehrer der Mathematik und Physik tätig, mit 37 Jahren Jurist, ist er doch seinen Jugendneigungen so treu geblieben, daß ein Mann wie E. Mach ihn als Genosse mit Freude anerkennt. „The Concepts and Theories of modern Physics", wie das Buch auf Englisch heißt, ist 1881 erstmal erschienen. „Der Zweck des Werkes ist", wie der Verfasser in seinem Vorwort bemerkt, „nicht der eines Beitrags zur Physik oder gar Metaphysik, sondern der eines solchen zur Theorie unserer Erkenntnis." In einer Reihe von Kapiteln werden die Grundprinzipien der mechanischen Weltanschauung dargelegt und nachher gezeigt, daß metaphysische Grundfehler sich darin finden.

Wie Mach in seinem Vorwort hervorhebt, spricht Stallo vorzugsweise zu den naturwissenschaftlich gebildeten Philosophen, und sein Buch scheint auch hier sein Publikum gefunden zu haben, denn wie klar und fesselnd die Ausführungen auch an und für sich sind, besitzen sie doch als Kritik teilweise verlassener Anschauungen für den Physiker meist ein historisches Interesse, und eine 2. Auflage der deutschen Übersetzung wäre kaum 10 Jahre nach der ersten notwendig geworden, wenn nicht eben die erkenntnis-theoretischen Ergebnisse als solche interessierten in einer Zeit, wo die Grundlagen der Naturauffassung wieder in Wechsel begriffen sind. M. Bose.

W. Abendroths Leitfaden der Physik mit Einschluß der einfachsten Lehren der mathematischen Geographie nach der Lehr- u. Prüfungsordnung von 1893 für Gymnasien. 4. Auflage. Unter Mitwirkung von H. Hübschmann neubearbeitet von O Müller. II. Band. Kursus der Unter- und Oberprima. gr. 8. IX u. 283 S. mit 164 Textfiguren und einer Farbentafel. Leipzig, S. Hirzel. 1911. M. 4.—, gebunden M. 4.50

Der I. Band, von denselben Herausgebern besorgt, ist vor einiger Zeit schon erschienen (vgl. diese Zeitschr. 11, 1191, 1910). Gegenüber der früheren Auflage des II. Bandes (diese Zeitschr. **9**, 78, 1908) haben die Bearbeiter einige wesentliche Änderungen, die wohl meist als Verbesserungen anzusehen sind, vorgenommen. Mehrfach herrscht größere Anschaulichkeit, z. B. in der Wellenlehre infolge Benutzung graphischer Darstellung gegenüber früheren langen Berechnungen. Immerhin könnte auch jetzt noch die experimentelle Seite etwas stärker betont werden.

Interessant ist der für ein Schulbuch wohl neue Versuch, die „Strahlenoptik" durch eine „Wellenoptik" auch bei einfachen Reflexionen und Rechnungen zu ersetzen. Ohne Frage läßt sich viel hierfür anführen. Völlig auf den Begriff Strahl wird man wohl aber nicht gern verzichten wegen der sich durch ihn ergebenden Konstruktionsvereinfachungen.

Die kurze Behandlung schwierigerer Abschnitte oder ihr Fehlen ist durch die im Titel liegende Beschränkung „für Gymnasien" gerechtfertigt.

Kochan.

K. Fuß und G. Hensold, Lehrbuch der Physik für den Schul- und Selbstunterricht. Mit vielen Übungsaufgaben, einer Spektraltafel in Farbendruck und 475 Textabbildungen. Zehnte, verbesserte und vermehrte Auflage. Allgemeine Ausgabe. gr. 8. XXII u. 587 S. Freiburg i. Br., Herdersche Verlagshandlung. 1912. Geb. M. 6.70.

Auch von diesem Buch ist die frühere Auflage hier (**10**, 327, 1909) besprochen worden. Die größere Verwendung mathematischer Herleitung ist zu begrüßen. Sonst sind — abgesehen von einigen kleinen Erweiterungen z. B. schärfere Fassung des el. Potentialbegriffs, Entladungen in Gasen — wesentliche Änderungen nicht zu verzeichnen. Leider ist in den Aufgaben die übertriebene Genauigkeit in den Zahlen, die völlig unphysikalisch ist und zu ganz falscher Auffassung beim Lernenden führt, beibehalten worden.

Kochan.

Svante Arrhenius, Das Werden der Welten. Aus dem Schwedischen übersetzt von L. Bamberger. 9—13. Taus. (Zweite Auflage). 8. XI u. 231 S. m. 60 Abbildungen. Leipzig, Academische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1913. Preis M. 5.—, geb. M. 6.—

Die Stärken und Schwächen des vielgelesenen Arrheniusschen Buches sind in der neuen Auflage (vgl. diese Zeitschr. **10**, 112, 1909) naturgemäß die gleichen geblieben, da sie eben wohl in der wissenschaftlichen Eigenart des Autors begründet liegen. Der Inhalt ist neben unwesentlichen Änderungen vor allem im Kapitel „Die Himmelskörper, besonders die Erde, als Wohnstätten lebender Wesen" durch eine Neubearbeitung des Abschnittes über die „physische Geographie" von Mars, Venus, Mond sehr glücklich — aus der Stimmung des Ganzen heraus gesprochen — erweitert worden.

Den Inhalt im einzelnen zu besprechen und zu bewerten, ist einer zweiten Auflage gegenüber wohl nicht am Platze, um so weniger, als man zu einer so individuellen und zudem populären Darstellung immer nur eine stark subjektiv beeinflußte Stellung gewinnen kann. Minutiöse Kritik verträgt das Werk seiner ganzen Anlage nach nicht, das hieße aber wohl auch seinen Zweck verkennen. Der Fachmann wird es eben nur entweder mit Behagen genießen, oder — als Ganzes genommen — verwerfen können. Dem Laien kann aber ein solches Buch unter Umständen gefährlich werden. Denn die spielende Leichtigkeit, mit der der Verfasser aus den Bausteinen unserer durch die neuere physikalische Forschung wunderbar erweiterten Erkenntnis Gegenwart, Vergangenheit und Zukunft des Universums aufbaut, täuscht darüber hinweg, daß diese elegante Art zu bauen vielleicht eine mögliche, aber keine notwendige ist. So wenig der produktiven Wissenschaft mit schlußunfähigem Skeptizismus gedient ist, so bedenklich ist es andererseits, dem Laien ein Augenblicksbild aus dem beständigen Flusse der Erkenntnis herauszugreifen und ohne jede Einschränkung als Erkenntnis schlechthin darzustellen. Ganz abgelehnt muß es jedenfalls werden, wenn mit ganz ungenügend gesicherten Tatsachen argumentiert wird. Das sind prinzipielle Bedenken, die den Referenten in keiner Weise hindern, der in hohem Maße schöpferischen und doch stets wissenschaftlich gezügelten Phantasie Herrn Arrhenius' vorbehaltlose Anerkennung zu zollen.

Aber selbst bei voller Berücksichtigung der Eigenart und Zweckbestimmung des Buches bleiben noch einige Wünsche für spätere Bearbeitungen übrig. Die Darstellung verschwimmt oft in ein lediglich aneinander reihendes Schildern; das fiel mir besonders in Kap. I und IV auf; hier und an andern Stellen würde eine schärfere Gliederung und straffere Zusammenfassung den Wert des Ganzen erhöhen.

Endlich noch ein paar sachlich belanglose, aber doch störende Einzelheiten: Es wird z. B. von „η im Argus" statt „η Argus" (Genitiv von Argo!) oder „η im Schiff Argo" gesprochen. Ferner falsche Übersetzungen (z. B. S. 117 „klare Sterne" statt „helle Sterne").

Die Figuren sind leider in der neuen Auflage vielfach schlechter als in der alten; besonders auffällig ist das bei Fig. 59 und 60, die früher gut waren, in der neuen Auflage aber fast gar nichts erkennen lassen.

A. v. Brunn.

Paul Volkmann, Die Eigenart der Natur und der Eigensinn des Monismus. Vortrag gehalten in Kassel und in Königsberg i. Pr. im Herbst 1909. 34 S. Leipzig und Berlin, B. G. Teubner 1910. M. 1.—

Zu empfehlen den Lesern dieser Zeitschrift, die sich für die immer sich wiederholenden Phänomene von der Art des Monismus interessieren.

M. Bose.

O. Hermes, Elemente der Astronomie und mathematischen Geographie zum Gebrauch beim Unterricht auf höheren Lehranstalten und zum Selbststudium. 6. Aufl. v. P. Spies u. K. Graff. 56 S. Mit 43 Figuren, 2 Tafeln und 2 Sternkarten. Berlin 1911. Winckelmann & Söhne. M. 1.60

Das Büchlein, das in 5 Abschnitte: Die Orientierung an der Himmelskugel, Die Gestalt und die Größe der Erde, Die Bewegung der Erde um die Sonne, Das Sonnensystem und Die Fixsterne und Nebelflecke behandelt, ist als Ergänzung von Lehrbüchern der Physik bei dem Unterricht gedacht. Es wird als Anhang dem vielbenutzten — auch von Spies herausgegebenen — Grundriß der Physik von Jochmann-Hermes beigegeben, doch sind mehrere für die Astronomie wichtige physikalische Abschnitte in der Sonderausgabe mitaufgenommen. Auf die Fortschritte der Wissenschaft ist in der neuen Auflage jede Rücksicht genommen, wie auch der Stoff zweckmäßiger angeordnet ist, 2 Sternkarten sowie 2 Tafeln mit Autotypien tragen dazu bei, den guten Eindruck des Buches zu erhöhen.

M. Bose.

Fr. Bidlingmaier, Kurvensammlung von erdmagnetischen Variationen, beobachtet 1902—03 auf der Gauss-Station im südlichen Eismeer. Deutsche Südpolarexpedition 1901—1903, II. Atlas Erdmagnetismus. Berlin, G. Reimer. 1912. brosch. M. 60.—

Mit vorliegender Veröffentlichung wird an die Bekanntgabe des wesentlichsten Teiles der Expeditionsarbeit — soweit sie sich auf den Erdmagnetismus bezieht —, herangegangen, d. h. die auf der Hauptstation gewonnenen Registrierungen der Variationen der erdmagnetischen Elemente.

Dies geschieht derart, daß alle Originalkurven mit dem Pantographen von Schmidt-Potsdam auf gleiches Zeitmaß und einander entsprechende Empfindlichkeit gebracht und dann auf 74 zweiseitigen Großquartblättern reproduziert werden. Es ist das offenbar die anschaulichste Art einer qualitativen Verarbeitung solcher Beobachtungen, die daneben noch eine ganze Anzahl quantitativer Schlüsse ermöglicht, wie z. B. über die Richtung des störenden Vektors und deren Schwankungen. Vor allem aber ist hervorzuheben, daß durch diese getreue Wiedergabe, und nur durch sie, der volle Inhalt sämtlicher Beobachtungen jedermann zugänglich zu machen ist, und somit jeder Interessent in den unmittelbaren Besitz des Materials gesetzt ist.

Der Begleittext enthält neben dem zum Verständnis der Reproduktionen Notwendigen eine für spätere Expeditionen wichtige Schilderung der äußeren Schwierigkeiten der Aufstellung und Inganghaltung der Instrumente bei einer erdmagnetischen Station in polaren Gebieten.

Nippoldt.

Fr. Bidlingmaier, Übersicht über die Tätigkeit des Erdmagnetismus im 2. Halbjahr 1911 und 1. Halbjahr 1912. Veröffentl. d. kaiserl. Observatoriums in Wilhelmshaven. Blatt 1—5. Berlin, E. S. Mittler & Sohn. 1911 u. 1912. M. 1.50.

Die internationale erdmagnetische Organisation geht seit der Innsbrucker Tagung darauf aus, für jeden Tag ein zahlenmäßiges Charakteristikum des Variabilitätszustandes des magnetischen Feldes um die Erde anzugeben. Sämtliche registrierenden Observatorien geben dem Tage nach seinem Störungszustande einen „Charakter" durch Zuordnen einer der Zahlen 0, 1, 2. Das Mittel für die ganze Erde ist offenbar schon ein sehr gutes Charakteristikum, wie denn auch Studien gezeigt haben, die sich mit den Schwankungen dieser Zahlen befaßten.

Der Verfasser sucht nun, eine noch mehr leistende Größe zu finden, die besonders auch einer physikalischen Deutung zugänglich sein soll. Er findet sie in seiner „Aktivität". In den einzelnen Blättern definiert er sie etwas verschieden, zuletzt (Blatt 5) bezeichnet er als „Aktivität einer über die Zeit T sich erstreckenden Beobachtungsreihe x bezüglich des vorgegebenen Grundwertes G die Funktion

$$A_T = \frac{f}{T}\int_0^T (x - G)^2\, dt.$$

Bedeutet x einen Vektor, so stellt bei geeigneter Wahl des willkürlichen Faktors f unsere Funktion A die mittlere Energie der Schwankungen pro Volumeinheit dar." Als die Grundzeit T wählt der Verfasser die Stunde (seither bei der internationalen Charakterisierung nur der Halbtag).

Aus seinen Zahlen zieht der Verfasser schon eine ganze Zahl physikalischer Schlüsse. Er findet, daß die Haupttaktivität auf der Nachtseite der Erde stattfindet und das Gebiet der Haupttätigkeit in der Erdbahn zurückbleibt. Es fallen auf sie 37 Proz. der Energie des täglichen Ganges. Er sieht in ihr ein neues und sehr empfindliches Instrument zum Nachweis solarer Vorgänge, auch solcher, die seither sich der Beobachtung — etwa mittels des Spektroskops — entzogen.

In der Tat kann man den Vorstellungen des Verfassers nicht die Eigenschaft absprechen, zu neuen und neuartigen Gedankenreihen zu führen, und insofern ist es zu begrüßen, wenn — wie dem Referenten zu Ohren gekommen ist — mehrere Observatorien sich mit der Bestimmung der Aktivität befassen wollen.

Den Blättern liegen sehr schöne übersichtliche graphische Tabellen bei, welche für jede Stunde im Jahr den Grad ihrer Variabilität angeben. Da das Observatorium Wilhelmshaven als magnetisches demnächst eingeht, wird vorliegende Veröffentlichung auch aufhören, wohl aber als eine solche des Observatoriums, an dem der Verfasser nunmehr wirkt, des Münchener, fortgesetzt werden.

Nippoldt.

Rudolf Ochs, Einführung in die Chemie. Ein Lehr- und Experimentierbuch. VIII u. 502 S. mit 218 Abbildungen im Text und einer Spektraltafel. Berlin, Julius Springer. 1911. Preis in Leinwand gebunden M. 6.—

Das Buch von Ochs, eine sachgemäße, durch zahlreiche gut gewählte Versuche erläuterte allgemeinverständliche Einführung in die Chemie, kann allen denen, die sich durch eigene Versuche mit den Grundtatsachen und den Grundlehren der modernen Chemie vertraut machen wollen, als nützliches Lehr- und Experimentierbuch empfohlen werden. Es dürfte sich besonders für Schüler eignen.

Clausthal i. H. Werner Mecklenburg.

Peter Münch, Lehrbuch der Physik. In zwei Teilen neu bearbeitet von Dr. Heinrich Lüdtke. I. Teil. Vorbereitender Lehrgang. Mit einem Anhang: Von den chemischen Erscheinungen. 12. Auflage. gr. 8. XII u. 182 S. mit 213 Abbildungen. Freiburg i. Br., Herdersche Verlagshandlung. 1911. Geb. M. 2.50

Das Buch gibt für den vorbereitenden Kursus in O III und U II überreichlichen Stoff, teilweise in Form von Stichworten. Manches davon scheint mir entbehrlich, anderes wiederum, wie z. B. Libelle, Gasmotor, Dampfturbinen usw., was doch wenigstens hätte erwähnt werden müssen, suche ich vergeblich. Noch auf einiges, was bei einer neuen Auflage vielleicht verändert werden kann, sei hingewiesen: die Kurve Fig. 34 ist alles andere, nur keine Parabel. Eigenartig ist der Schallbecher der Zungenpfeife Fig. 84. In § 108 ist eine Form des photographischen Apparats beschrieben, die es kaum geben dürfte; das Bild dazu gibt eine Camera obscura, die eigentlich wegen ihrer Bedeutungslosigkeit, aus den Schulbüchern nachgerade verschwinden sollte. Überhaupt findet sich in diesem, wie in so manchem andern physikalischen Schulbuch eine Anzahl von Abbildungen, die nun schon über ein halbes Jahrhundert lang von einem Buch in das andere übernommen werden, wie z. B. der hier besonders schlecht geratene artesische Brunnen oder die schematisch gezeichnete Wasserwage mit dem einen Riesenauge in einer naturalistisch gegebenen Landschaft. — Unsere neueren biologischen Schulbücher sind mit einem wirklich künstlerischen Bildermaterial ausgestattet; wann wird man endlich so weit kommen, in allen physikalischen Schulbüchern Abbildungen, die jedem ästhetischen Empfinden ins Gesicht schlagen, zu vermeiden?

Charlottenburg. Fr. A. Willers.

Kurt Arndt, Die Bedeutung der Kolloide für die Technik. Allgemeinverständlich dargestellt. Zweite Auflage. gr. 8°. 46 S. Dresden, Theodor Steinkopff. 1911. M. 1.50

Die vorliegende kleine Schrift gibt nach einer kurzen Einleitung über Wesen und Eigenschaften der Kolloide und ihrer Lösungen durch Besprechung einiger typischer Beispiele ein Bild von der Bedeutung, die Kolloidchemie und Kolloidphysik für die Technik besitzen, und kann als klar und sachgemäß empfohlen werden.

Clausthal i. H. Werner Mecklenburg.

C. Engler, Über Zerfallsprozesse in der Natur. Vortrag, gehalten am 25. September 1911 auf der 83. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Karlsruhe i. B. gr. 8. 33 S. Leipzig, S. Hirzel. 1911. M. 1.25

Es genügt, an dieser Stelle auf das Erscheinen der Sonderausgabe des Englerschen Vortrags, in dem sich auch viele interessante statistische Angaben finden, hinzuweisen. Auf Seite 14 muß es $128 \cdot 10^{18}$ anstatt 128^{18} heißen.

Clausthal i. H. Werner Mecklenburg.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Kiel Dr. Hans Schmidt für Physik, an der Landwirtschaftlichen Hochschule Bonn Dr. Paul Samel für Geodäsie und angewandte Mathematik, an der Technischen Hochschule München Dr. Hugo Jacob für chemische Technologie, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. C. von Girsewald für Chemie der Brennstoffe.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Königsberg Dr. Erwin Rupp zum ord. Professor der pharmazeutischen Chemie an derselben Universität, der ord. Professor der K. Ung. Veterinär-Hochschule Budapest Dr. Istvan Bugarszky zum ord. Professor der Chemie an der Universität Budapest, Dr. M. Claasz zum Dozenten für analytische Chemie an der Technischen Hochschule Danzig, der Privatdozent an der Technischen Hochschule Wien Professor Dr. Heinrich Paweck zum a. o. Professor für technische Elektrochemie an derselben Hochschule, die a. o. Professoren an der Universität Berlin Geh. Regierungsräte Dr. Karl Hermann Wichelhaus (chemische Technologie) und Dr. Siegmund Gabriel (Chemie) zu ord. Honorarprofessoren an derselben Universität, der a. o. Professor an der Universität Kiel Dr. Max Dehn zum ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Breslau, der a. o. Professor am R. Istituto Tecnico Superiore di Milano Dr. Max Abraham zum ord. Professor für rationelle Mechanik an derselben Hochschule.

Verliehen: Dem a. o. Professor für pharmazeutische Chemie an der Universität Berlin Dr. Hermann Thoms der Titel Geh. Regierungsrat.

In den Ruhestand: Der a. o. Professor für Chemie und Technologie an der Universität Freiburg i. B. Dr. Konrad Willgerodt.

Gesuche.

Universität Manchester.

Anmeldungen zu den John Harling Physik-Vorlesungen werden erbeten. (Kosten £ 125.—) Anfragen sind bis spätestens 19. Juli an den Sekretär des Senats zu richten, welcher mit allen weiteren Einzelheiten zur Verfügung steht.

Promovierter Physiker

sucht Stellung als Instituts-Assistent oder in der Industrie. Angebote unter **W. 87** an die Expedition dieser Zeitschrift.

Physiker

mit mehrjähriger Assistentenpraxis, erfahrener Konstrukteur wissenschaftl. Instrumente, **sucht** Stellung als Assistent an physik. Institut oder als wissenschaftlicher Mitarbeiter in techn. bez. industr. Unternehmen. Zuschriften unter **A. O.** an den Verlag dieser Zeitschrift erbeten.

Für die Redaktion verantwortlich Dr. Hans Busch in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

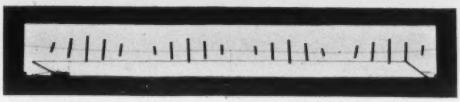


Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

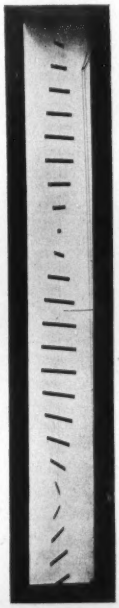


Fig. 4.

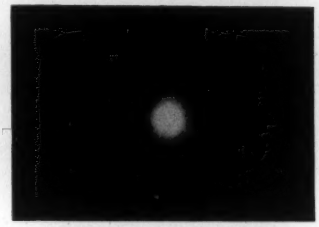


Fig. 1.

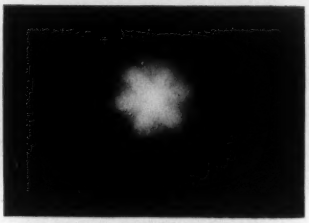


Fig. 2.

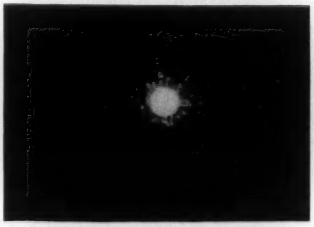


Fig. 3.

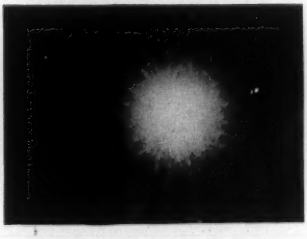
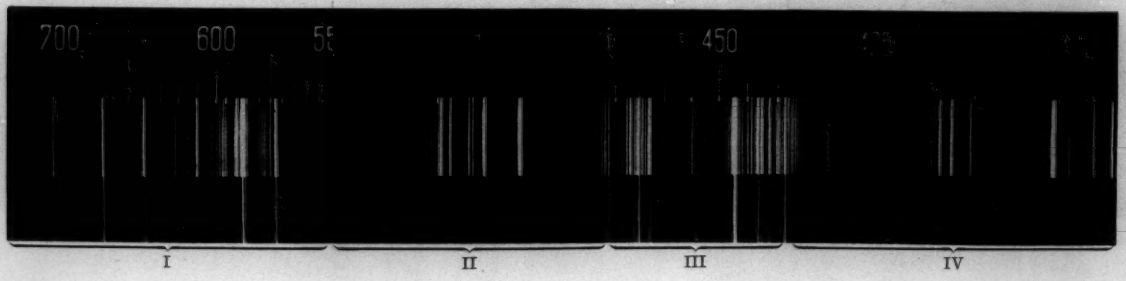
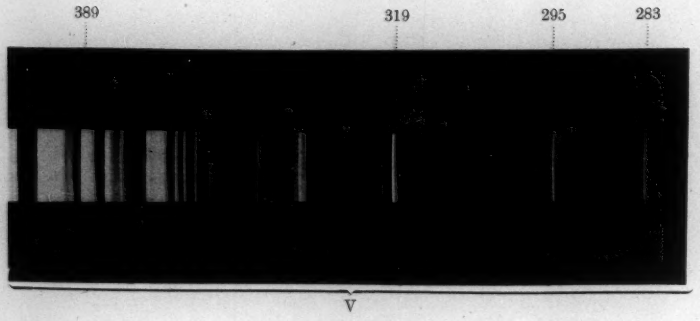


Fig. 4.





E. Goldstein, Ueber ein noch nicht beschriebenes, anscheinend dem Helium angehörendes Spektrum.

LICHTDRUCK VON ALBERT FRISCH, BERLIN W.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.